

SÉRIE A, N° 935

N° D'ORDRE: 959

THÈSES

PRÉSENTÉES

À LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ (Mention Sciences)

PAR

FERNANDO BRAGANÇA GIL

1^{re} THÈSE. — «Contribution à l'étude de la famille du Pa 231
par des correlations angulaires de quelques cas-
cades $\gamma = \gamma$ et $\alpha = \gamma$ »

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 13 juin 1961 devant la Commission d'examen.

M. TEILLAC

Président.

Mme BENOIST

M. BOUSSIÈRES

} *Examineurs.*

THÈSES

PRÉSENTÉES

À LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ (Mention Sciences)

PAR

FERNANDO BRAGANÇA GIL

1^{re} THÈSE. — «Contribution à l'étude de la famille du Pa 231
par des corrélations angulaires de quelques cas-
cades $\gamma-\gamma$ et $\alpha-\gamma$ »

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 13 juin 1961 devant la Commission d'examen.

M. TEILLAC

Président.

Mme BENOIST

M. BOUSSIÈRES

} *Examineurs.*



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen J. PERÈS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	DE CUGNAC ...	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
DE BROGLIE ...	T	Théories physiques.	Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique.
PRENANT	T	Anatomie et Histol. comparées.	THELLIER	T	Physique du Globe.
PERES	T	Mécanique des fluides et applications.	L'HÉRITIER ...	T	Biologie générale (Orsay).
BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PLANTEFOL	T	Botanique.	PONCIN	T	Mécanique générale.
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés.	DUBREIL	T	Arithmétique et Théorie des Nombres.
PREVOST	T	Chimie organique.	QUELET	T	Chimie organique.
BOULIGAND	T	Analyse appliquée à la Géométrie.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	CHAMPETIER ..	T	Chimie macromoléculaire.
WYART	T	Minéralogie et Cristallogr.	CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
TEISSIER	T	Zoologie.	JUNG	T	Pétrographie.
MANGENOT	T	Biologie Vég. (Orsay).	TRILIAT	T	Microscopie et diffusion électronique.
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	WIEMANN	T	Chimie organique et struct.
MONNIER	T	Physiologie des Fonction.	JACQUINOT	T	Spectroscopie (Orsay).
PIVETEAU	T	Paléontologie.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	DESTOUCHES ..	T	Théories physiques.
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	PRUVOST	T	Géologie.
LAFFITTE	T	Chimie générale.	AMIEL	T	Chimie des Solides.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	HOCART	T	Minéralogie et Cristallogr.
COULOMB	T	Physique du globe.	J. P. MATHIEU	T	Recherches physiques.
Mlle COUSIN ...	T	Biologie.	COUTEAUX	T	Biol. animale (P.C.B.).
CHRETIEN	T	Chimie minérale.	MAY	T	Zoologie (Orsay).
DRACH	T	Zoologie.	CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	FELDMANN	T	Biologie végétale (P.C.B.).
EPHRUSSI	T	Génétique.	GUINIER	T	Phys. des Solides (Orsay).
RIVIERE	T	Géologie (Orsay).	JOST	T	Physiologie comparée.
GAUTHERET ...	A	Biologie (P.C.B.).	FORTET	T	Calcul des probabilités.
LUCAS R.	T	Recherches physiques.	SCHWARTZ	T	Calcul diff. et Intégral.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
ARNOLF	T	Optique appliquée.	MALAVARD	T	Aviation (Tech. aéronaut.).
MORAND	T	Physique Enseignement.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).	NORMANT	T	Synthèse organ. générale.
FORTIER	T	Mécan. expérimentale des Fluides.	BÉNARD	T	Chimie (E. N. S. C. P.).
DANJON	T	Astronomie.	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
PETIT	T	Biologie maritime.			
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.			
GALLIEN	T	Embryologie.			
EICHHORN	T	Biologie végétale (P.C.B.).			

DUGUE T Statistiques mathémat.
SOULAIRAC T Psychophysiologie.
ULRICH T Physiologie végét. (E.N.S.).
MARÉCHAL T Optique théorique et Appl.
KIRRMANN T Théories chimiques
CHADEFAUD ... T Botanique.
Mlle LE BRETON T Physiologie.
SALEM T Mathématiques générales
LELONG T Mathématiques générales
DEVILLERS T Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN ... T Topologie algébrique.
FRANÇON T Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD ... T Géographie phys. et Géologie dynamique.
GODEMENT T Mathématiques (M.P.C.).
PISOT T Calcul des probabilités.
ROCH T Géologie.
SCHATZMAN ... T Astrophysique.
TERMIER T Paléontologie stratigraph.
ZAMANSKY T Mathématiques générales.
LENNUIER T Physique (P.C.B.).
RIZET T Génétique (Orsay).
ROUTHIER T Géologie appliquée.
M^{me} TONNELAT ... T Relativité.
DIXMIER T Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY T Chimie (P.C.B.).
AIGRAIN T Electrotechnique générale.
BRUSSET T Chimie minérale.
M. LÉVY T Physique théor. des hautes énergies (Orsay).
M^{me} CHAIX T Chimie biologique.
M^{me} HUREL-PY ... T Biologie végétale (P.C.B.).
PIAUX T Chimie (S.P.C.N.).
BRUN T Mécan. expérimentale des fluides.
LEDERER T Chimie biologique.
M^{me} DUBREIL... T Mathématiques (Agrég.).
M^{me} LELONG ... T Mathématiques (E.N.S.).
BELLAIR T Géologie (S.P.C.N.).
COTTE T Physique (M.P.C.).
DUBOIS J.-E. ... T Chimie (M.P.C.).
LAMOTTE T Zoologie (E.N.S.).
MICHEL ANDRÉ ... T Chimie minérale (Orsay).
OLMER T Energétique générale.
ROUAULT T Physique.
GAUTHIER T Mécanique appliq.
BARCHIEWITZ ... T Chimie physique.

BROSSEL T Physique atomique.
BUSER T Biologie animale (P.C.B.).
CAMUS T Biologie végétale (P.C.B.).
CASTAING T Physique (Orsay).
CURIEN T Minéral. et Cristallogr.
MOYSE T Physiologie végét. (Orsay).
PANNETIER ... T Chimie (Orsay).
POSSOMPES ... T Biologie animale (P.C.B.).
PULLMANN Chimie théorique.
TEILLAC T Physique nucléaire et Radioactivité (Orsay).
TONNELAT Biologie physico-chim.
VILLE T Econométrie.
WILLEMART ... Chimie (P.C.B.).
DODE T Chimie (Orsay).
FREYMANN T Physique (S. P. C. N.).
GUINOCHET ... T Biologie vég. (Orsay).
ROLLET T Chimie (P.C.B.).
Mlle JOSIEN ... T Chimie (P.C.B.).
CHEVALLEY ... T Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT T Electronique (Orsay).
CHAPELLE T Physique (Orsay).
DELANGE T Mathématiques (Orsay).
DENY T Mathématiques gén. (Orsay).
GERMAIN T Mécanique théorique des fluides.
LUCAS G. T Géologie.
ALLARD T Chimie physique.
BERTHELOT ... T Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).
BRICARD T Météorologie.
M^{me} ALBE-FES-SARD Psychophysiologie.
FRIEDEL Physique des sol. (Orsay).
M. JULIA Chimie organique structurale.
LENDER Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT Physico-chimie des rayons.
Mlle QUINTIN ... T Electrochimie.
MONOD T Biochimie cellulaire.
BENOIT T Physiologie animale (Orsay).
DE POSSEL T Analyse numérique.
CHARLOT T Chimie analytique.
HAISSINSKY ... T Radiochimie.
LÉMÉE T Physiol. B.M.P.V. (Orsay).
GUÉRIN T Chimie (Orsay).
CHATELET M ... Chimie (P.C.B.).

JEAN	Physique (Orsay).	HELLER	Physiologie végét.
MATTLER	T Physique (Orsay).	TORTRAT	Calcul des probabi-
MICHEL LOUIS	Physique théorique		lités.
	(Orsay).	CAILLEUX	Géologie (S. P. C.
RUMPF	Chimie (P.C.B.).		N.).
BERGERARD ...	Biologie animale	MAGNAN	T Physique (P.C.B.).
	(S.P.C.N.) (Or-	DAUDEL	T Mécanique ondul.
	say).		appliq. à la chi-
BERTEIN	Electronique (Or-		mie théorique et
	say).		à la physique nu-
BOUISSIÈRES ..	Chimie des radio-	Mlle FOURCROY	Biologie végétale
	éléments (Orsay).		(S.P.C.N.).
M ^{me} COUTURE...	Thermodyn. et Mé-	BARRAUD	Physiologie cellu-
	canique physi-		laire.
	que.	NOIROT	Evolution des êtres
ELLENBERGER	Géologie appliquée.		organ.
FRANC	Biologie animale	M ^{me} FOURES-	
	(P.C.B.).	-BRUHAT	T Mécanique analyti-
SCHNELL	Botanique tropicale		que et Mécani-
	(Orsay).		que céleste.
STOLKOWSKI ..	Biologie animale	Mlle Veil	Physiologie géné-
	(P.C.B.).		rale.
ACHER	Chimie biol. (Or-	LWOFF	T Microbiologie.
	say).	SIESTRUNCK ...	T Mécanique phys. et
BAUDOIN	Biologie.		expér.
BEAUMONT	Biologie animale.	LACOMBE	T Métallurgie (Or-
BLAMONT	Géophysique iono-		say).
	sphère.	BROCHARD	T Physique (P.C.B.)
BOURREAU	Biologie végétale		(Orsay).
	(S.P.C.N.) (Or-	CABANNES	T Mécanique géné-
	say).		rale.
CURIE D.	Physique (M.G.P.).	LESIEUR	T Mathématiques
DURAND-DEL-			M.P.C. (Orsay).
GA	Géologie.	MAZET	T Mécanique géné-
FREON	Chimie organique		rale (Orsay).
	(Orsay).		

Sécrétaire général R. POUILLAIN

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE I

A) <i>Introduction</i>	15
B) <i>Modèles nucléaires</i>	17
1) <i>Modèle des couches</i>	17
2) <i>Modèle collectif de Bohr et Mottelson</i>	18
Energies des états excités dans une bande de rotation	20
Regions intermédiaires de déformation — Interaction vibration-rotation	21
C) <i>Corrélations angulaires</i>	25
1) <i>Noyau isolé</i>	25
2) <i>Mélange des rayonnements</i>	29
3) <i>Noyau dans une structure atomique</i>	30
Interaction statique	32
Interactions dépendantes du temps	33

CHAPITRE II

A) <i>Spectromètre γ et coïncidences $\gamma - \gamma$</i>	35
B) <i>Détection des particules α par des jonctions à semiconducteurs...</i>	49
C) <i>Corrections</i>	56

CHAPITRE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	58
A) <i>Protactinium-231</i>	58
1) Période du niveau de 29 keV	60
2) Corrélation angulaire γ 300 keV — γ 29 keV	62
3) Discussion des résultats	63
B) <i>Thorium-227 (Radioactinium)</i>	66
Résultats des expériences de corrélations angulaires	67
a) Source solide et source liquide diluée dans l'eau	67
b) Sources liquides à différentes viscosités	70
c) Coefficient de conversion du rayonnement γ de 236 keV	76
d) Discussion des résultats	78
C) <i>Radium-223 (Actinium X) et dérivés</i>	80
1) Radium-223 (Actinium X)	83
2) Radon-219 (Actinon)	86
a) Corrélation angulaire α (6,547 MeV) — γ (272 keV)	90
b) Corrélation angulaire α (6,419 MeV) — γ (401 keV)	92
3) Plomb-211 (Actinium B)	93
a) Période du niveau de 404 keV	94
b) Corrélation angulaire γ (425 keV) — γ (404 keV)	94
4) Bismuth-211 (Actinium C)	99
Résumé et conclusions	101
Bibliographie	107

CHAPITRE I

A) INTRODUCTION.

Dans ce travail, nous nous sommes attachés à étudier quelques éléments de la famille du Protactinium-231, au moyen des coïncidences et des corrélations angulaires entre les rayonnements émis en cascade par les noyaux, au cours de leurs désintégrations. L'étude des cascades γ - γ et α - γ par ces méthodes nous a permis d'obtenir des renseignements concernant les moments angulaires (ou multipolarités) des rayonnements étudiés et de quelques moments angulaires totaux des noyaux correspondants, pour certains niveaux excités et fondamentaux.

Nous avons mesuré la vie moyenne du niveau excité de 29 keV de l' Ac^{227} , ainsi que celle du niveau de 404 keV du Bi^{211} , et le coefficient de conversion du rayonnement γ de 236 keV du Ra^{223} .

Les noyaux que nous avons étudiés se situent entre les nombres de masse 207 et 227. Il s'agit d'une région de transition entre les noyaux sphériques et les noyaux déformés.

En l'absence d'une théorie capable d'expliquer l'ensemble des données expérimentales connues sur le noyau, il est nécessaire, dans l'état actuel de nos connaissances, d'utiliser alter-

nativement plusieurs modèles nucléaires différents, de façon à prévoir ou à expliquer le mieux possible les phénomènes que l'on rencontre.

Les noyaux près des couches fermées de nucléons sont justiciables des modèles à particules indépendantes ou encore modèle des couches, tandis que les noyaux déformés sont bien décrits par le modèle collectif de Bohr et Mottelson, qui permet de coordonner un grand nombre de résultats expérimentaux.

Ce premier chapitre résume brièvement les résultats théoriques qui découlent du modèle des couches et du modèle collectif de Bohr et Mottelson, ces modèles nous ayant servi de guide à l'interprétation de quelques résultats expérimentaux. Nous présentons aussi quelques hypothèses théoriques concernant la zone de transition entre les deux types extrêmes des noyaux.

Enfin, nous donnons les éléments de la théorie des corrélations angulaires qui nous sont utiles par la suite.

Dans un deuxième chapitre, nous décrivons l'appareillage expérimental utilisé dans notre travail.

Un troisième chapitre est consacré à l'analyse des résultats obtenus.

B) MODÈLES NUCLÉAIRES.

La construction des modèles nucléaires s'appuie principalement sur deux conceptions:

1) MODÈLE DES COUCHES.

Certaines données expérimentales avaient conduit à admettre l'existence de nombres privilégiés (qui plus tard ont reçu le nom de nombres magiques) et, par la même, à concevoir un modèle individuel du noyau. Mais, c'est à la suite des travaux de Maria Mayer (1) et, indépendamment de Haxel, Jensen et Suess (2), sur l'identification des nombres magiques et leur interprétation par un couplage spin-orbite, que leur examen a été repris plus en détail.

Ce qui caractérise essentiellement un tel modèle c'est l'hypothèse de la répartition des nucléons en couches d'énergie, où protons et neutrons sont supposés indépendants. On admet l'existence d'un champs moyen à symétrie sphérique, dans lequel se meuvent les particules.

On peut constater effectivement qu'un tel modèle a eu d'importants succès. Il permet d'interpréter certaines caractéristiques des noyaux près des couches fermées (noyaux non déformés). Pryce (3) a proposé des configurations de particules, basées sur un modèle des couches avec une symétrie sphérique, qui s'applique à la prévision de quelques caractéristiques des états excités des noyaux dans le voisinage du Pb^{208} .

D'autre part, Klinkenberg (4) a suggéré de nouveaux schémas de niveaux, en modifiant le modèle des couches pour tenir compte des résultats expérimentaux, dans un certain nombre de noyaux impairs et impairs-impairs.

Les niveaux excités sont en général dus à des excitations de particules indépendantes.

Pourtant, comme l'ont remarqué Bohr et Mottelson (5), il y a de grandes différences entre les structures nucléaires et atomiques. En effet, le comportement des électrons atomiques est essentiellement déterminé par l'attraction du noyau central. Le rapport des masses entre le noyau et les électrons périphériques permet de regarder un tel champ comme stationnaire, jouissant de la symétrie sphérique (champ coulombien).

Par contre, les particules nucléaires se trouvent dans leur propre champ, et les oscillations collectives de la matière nucléaire prennent une importance considérable.

D'autre part, le modèle des couches ne permet pas d'expliquer certains faits expérimentaux importants. Il suffit de rappeler que, pour certaines transitions quadrupolaires électriques, il y a un facteur supérieur à 10 entre la période prévue par le modèle des couches et celle trouvée expérimentalement. De même, la grandeur du moment quadrupolaire électrique de certains noyaux ne peut pas être interprétée comme étant due à une seule particule indépendante. La déformation de la surface nucléaire peut expliquer cette grandeur, comme Rainwater (6) l'a remarqué le premier.

2) MODÈLE COLLECTIF DE BOHR ET MOTTELSON.

L'origine de cette théorie se trouve dans les idées de Rainwater sur le modèle sphéroïdal du noyau (6). À partir de cette hypothèse, Bohr et Mottelson se sont efforcés de bâtir un schéma théorique capable de rendre compte des aspects individuels et collectifs des propriétés du noyau.

L'idée de base du modèle collectif de Bohr et Mottelson revient à supposer l'existence, dans le noyau, d'un «cœur à mouvement collectif», à l'extérieur duquel les nucléons gardent leur individualité. Il y a un couplage entre les déforma-

tions du «coeur» et les mouvements des particules nucléaires périphériques, qui sont placées sur des niveaux excités bien définis.

La forme du noyau dépend de la configuration des nucléons. Pour les couches fermées (soit de protons, soit de neutrons), la forme d'équilibre stable est sphérique.

Au fur et à mesure que nous nous éloignons de la structure en couches fermées, la forme d'équilibre n'a plus la symétrie sphérique; il y a un spectre d'oscillations qui peut être séparé en oscillations de forme et en mouvements du type rotationnel, avec des moments d'inertie dépendants de la déformation (7, 8).

Ainsi, le spectre rotationnel dépend de la forme d'équilibre, et, dans le cas des noyaux très déformés avec symétrie axiale, nous avons trois constantes du mouvement: le moment angulaire total I , et ses projections: M , sur un axe fixe dans l'espace (z); et K , sur l'axe de symétrie nucléaire mobile (z') (fig. 1).

Pour les noyaux impairs, les moments angulaires des différents états d'une même bande rotationnelle peuvent prendre les valeurs:

$$I = K ; K+1 ; K+2 ; K+3 ;$$

avec la même parité.

Nous devons remarquer que, pour les transitions α dans ces noyaux, la raie α la plus intense, ne correspond pas, en général, à une transition entre les états fondamentaux. En effet, la transition que l'on appelle favorisée doit laisser le noyau final dans le même état de spin et de parité que celui du noyau initial (niveau de base de la bande de rotation correspondante à l'émission α favorisée). En règle générale on n'arrive pas ainsi à l'état fondamental du noyau final et, dans ces conditions, la transition α plus intense a lieu vers un état excité du noyau (9).

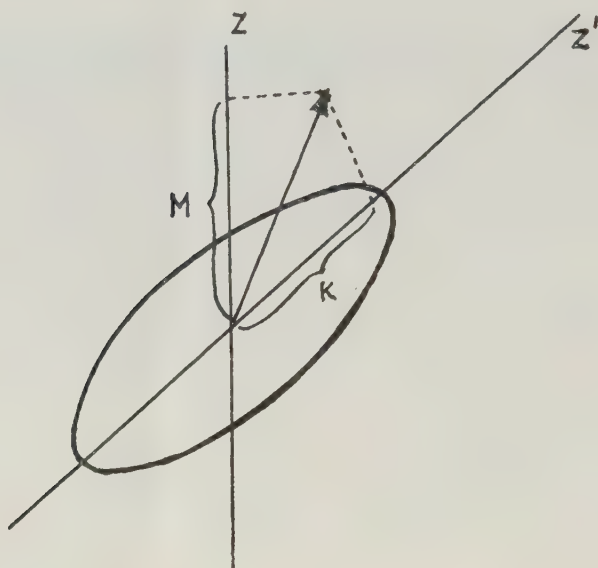


Fig. 1

Energies des états excités dans une bande de rotation:

Les énergies des états excités dans une bande rotationnelle sont données, dans le cas des noyaux impairs, par l'expression:

$$E_{rot} = \frac{\mathfrak{H}^2}{2\mathfrak{J}} \left[I(I+1) - K(K+1) + \delta_{k, 1/2} a (-1)^{I+1/2} (I+1/2) \right] \quad (*)$$

où $\mathfrak{J}$ représente le moment d'inertie du noyau et $\delta_{k, 1/2}$ est le symbole de Kronecker; ce qui revient à dire que le dernier

(*) $\mathfrak{H} = \frac{h}{2\pi}$

terme de l'expression que donne E_{rot} est nul dès que $K \neq 1/2$; a est un coefficient de découplage, qui intervient dans l'hypothèse $K=1/2$, le spin de la particule indépendante n'étant plus alors couplé aux mouvements de rotation collectifs de la surface nucléaire.

La distinction entre les excitations du type niveau de particule et les excitations dues à une bande rotationnelle peut se faire soit par les régularités dans la succession des spins et des énergies des niveaux dans une bande de rotation donnée, soit par les probabilités de transition.

D'autre part, le calcul des facteurs d'interdiction nous permet de compléter l'étude des bandes de rotation, en comparant, pour une certaine transition α , les probabilités de transition réduites expérimentales et les probabilités théoriques correspondantes, tel que Froman(10) les a définies. La probabilité de transition réduite expérimentale, C , peut être calculée à partir des facteurs d'interdiction, F , au moyen du rapport $C = F_o/F_l$; les indices l et o concernent respectivement une transition α de moment angulaire l , et une transition de la même bande rotationnelle de moment angulaire nul.

Les facteurs d'interdiction sont calculés à partir de l'expression $F = T/T_o$, où T est la période partielle de la transition α en secondes et T_o est calculé à partir de $T_o = A E^{-1/2} + B$ (E est l'énergie de la particule α , en MeV; A et B sont des constantes).

Régions intermédiaires de déformation — Interaction vibration-rotation:

La zone de transition qui nous interesse est difficile à interpréter, surtout en ce qui concerne les noyaux impairs. Nous partirons des noyaux pair-pair pour les comparer aux noyaux impairs voisins.

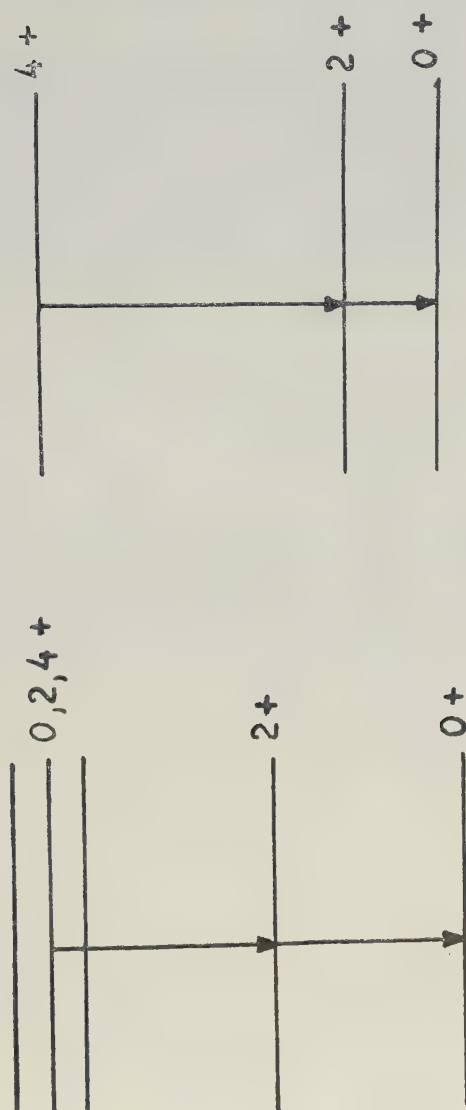
On peut considérer, en accord avec la théorie de Bohr et Mottelson, trois catégories de noyaux en fonction de leurs déformations quadrupolaires (7, 11). Ainsi, au voisinage des couches fermées, les noyaux sont supposés sphériques et leurs spectres d'énergie sont dûs à des excitations de particule; ils n'ont pas de déformations. Au fur et à mesure que nous nous éloignons des couches fermées, les particules supplémentaires produisent des déformations dans la surface sphérique et il y a des oscillations autour de cette forme: on voit apparaître des spectres de vibration.

Dans les régions qui s'éloignent beaucoup des couches fermées, la déformation produite par les nucléons supplémentaires devient permanente, entraînant ainsi l'apparition de spectres du type rotationnel.

Dans les noyaux pair-pair, les spectres de vibration peuvent être distingués des spectres de rotation d'après les premiers états excités ($2+$ pour le premier état excité; $4+$, $2+$, ou $0+$ pour le deuxième groupe de 3 états excités). Lane (11) a présenté les deux schéma-types suivants: (fig. 2). Cela s'accorde bien avec la règle qui donne les moments angulaires totaux dans les noyaux pair-pair ($0+$ pour l'état fondamental, $2+$ pour le premier état excité). On rencontre quelques exceptions, pour les noyaux sphériques, le premier état excité étant dû à des excitations de particules, à des vibrations collectives ou à des combinaisons des deux; ainsi, dans cette région, les excitations de particules peuvent entraîner, pour le premier état excité, des spins différents de $2+$ (7).

Quand il s'agit des grandes déformations, la séparation entre des excitations intrinsèques et rotations collectives sont effectivement réalisées.

Dans ce cas, le mouvement rotationnel du noyau, assez lent, ne perturbe pas la configuration des nucléons. Mais, dès que la déformation diminue, on voit apparaître des différences significatives entre les valeurs expérimentales des



Vibrations quadrupolaires de
la surface des noyaux sphériques

rotation des noyaux
déformés

Fig. 2

énergies des états excités et celles données par l'expression linéaire en $I(I+1)$ qui permet de calculer les énergies des états d'une même bande rotationnelle.

Cela s'explique en supposant l'existence d'une interaction entre le mouvement collectif de rotation et un mouvement collectif de vibration. On suppose, en effet, que, pour les noyaux pas trop déformés, le mouvement de rotation rapide doit perturber la surface du noyau, ce qui peut expliquer cette interaction.

Il y a principalement deux types de vibrations: des vibrations β conservant la symétrie du noyau et des vibrations γ qui ne la conservent pas. Pour rendre compte des interactions rotation-vibration, on doit introduire, dans l'expression que nous donne E_{rot} , un terme proportionnel à $I^2 \cdot (I+1)^2$ (12), le facteur de proportionnalité faisant intervenir les fréquences de vibrations collectives, ν_β et ν_γ . L'introduction de ce terme a permis, par exemple, de rendre compte du spectre de rotation du Ra^{223} (chapitre III). Il faut naturellement s'attendre à ce qu'il soit faible pour les noyaux ayant des spectres de rotation bien caractérisés.

En outre, les interactions mouvement de rotation-particule indépendantes doivent être rendues responsables du fait que, dans certaines régions, l'énergie du premier état excité des noyaux impairs est inférieure à celle des noyaux pair-pair correspondants. Cela est particulièrement bien observé dans la région $150 < A < 188$ (8, 13).

Nous pouvons signaler en outre que pour des noyaux ne présentant pas des déformations trop importantes, Davydov et Filippov (14) ont proposé un modèle rotationnel asymétrique permettant d'obtenir des spectres observés expérimentalement. D'autre part, M. Jean et R. Arvieu (15) ont pu montrer que les résultats expérimentaux interprétés par le modèle de Davydov et Filippov sont compatibles avec un modèle de déformations sphéroïdales.

C) CORRÉLATIONS ANGULAIRES.

L'existence des corrélations angulaires entre deux rayonnements émis en cascade par un noyau excité a été suggéré, pour la première fois, par Dunworth (16); ensuite, elles ont été largement utilisées dans l'étude des propriétés des niveaux excités des noyaux.

Les premières études expérimentales de corrélations angulaires γ - γ ont été réalisées en 1947, avec l'utilisation des compteurs Geiger-Müller. Le faible rendement de ce type de compteur pour le rayonnement gamma a limité l'emploi de la méthode, et c'est seulement vers 1950, avec le développement des techniques de détection γ au moyen des compteurs à scintillations, que les travaux expérimentaux concernant les corrélations angulaires γ - γ se sont beaucoup développés. C'est vers cette époque aussi qu'ont été réalisées les premières expériences de corrélations angulaires α - γ , β - γ et e^- - γ .

L'étude théorique des corrélations angulaires a d'abord été entreprise par Hamilton (17). La théorie a été généralisée ensuite par plusieurs auteurs; les travaux d'ensemble les plus importants, du point de vue théorique, sont ceux de Biedenharn et Rose (18) et Devons (19). Citons encore les travaux de Frauenfelder (20 & 21) et Deutsch (22). La théorie des corrélations angulaires a été faite, d'abord, par le noyau isolé dans l'espace: c'est le cas que nous examinons dans le paragraphe suivant; plus loin, nous parlerons des corrections qu'il faut introduire aux formules théoriques quand on considère le noyau dans un milieu matériel.

1. — NOYAU ISOLÉ.

Soit un noyau dans l'état initial A , de spin I_A , se désexcitant par émission du rayonnement γ_1 , de multipolarité l_1 ,

dans la direction $\vec{K}_1$, arrivant à un état intermédiaire B , de spin I_B . B se desexcite par émission du rayonnement γ_2 , de multipolarité l_2 , dans la direction $\vec{K}_2$, qui laisse le noyau dans un état C , de spin I_C (figs. 3 et 4).

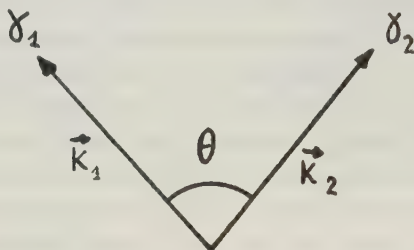


Fig. 3

On appelle fonction de corrélation angulaire — $W(\theta) d\Omega$ — la probabilité pour que le rayonnement 2 soit émis dans l'angle solide $d\Omega$, dans une direction faisant l'angle θ avec la direction d'émission $\vec{K}_1$.

Biedenharn et Rose (18) ont formulé leur théorie dans le cas des corrélations angulaires γ - γ , et ces auteurs donnent la fonction de corrélation angulaire sous la forme:

$$W(\cos \theta) = \sum_{\nu} A_{\nu} P_{\nu}(\cos \theta)$$

A_{ν} est un coefficient dépendant de I_A , I_B , I_C , l_1 et l_2 , respectivement moments angulaires des états initiaux, intermédiaires et finaux, et multipolarités des rayonnements émis

(fig. 4); P_v est le polynôme de Legendre d'ordre v ; v prend toutes les valeurs entières positives et paires entre 0 et la plus petite des valeurs $2l_1$, $2l_2$, et $2I_B$.

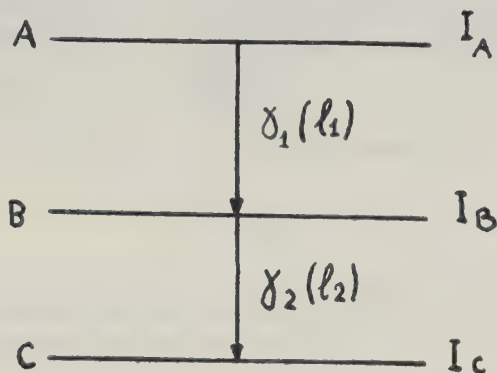


Fig. 4

Les coefficients A_v peuvent s'exprimer sous la forme:

$$A_v = F_v(l_1, I_A, I_B) \times F_v(l_2, I_C, I_B)$$

c'est-à-dire, sous la forme d'un produit de deux coefficients dépendant, l'un seulement de la première transition et l'autre seulement de la deuxième transition de la cascade.

Quand le premier rayonnement émis dans la cascade est une particule α (fig. 5), la forme de la fonction de corrélations angulaires est analogue à celle donnée ci-dessus pour les corrélations $\gamma - \gamma$; mais il faut introduire dans l'expression

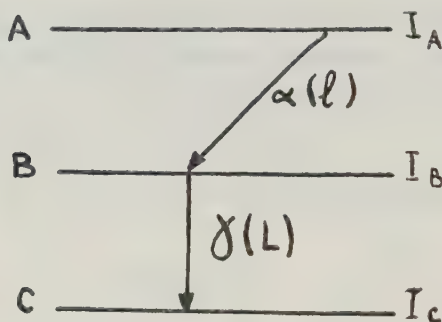


Fig. 5

théorique un coefficient C_v dépendant du moment angulaire de la particule α . Ce coefficient (18, 23) est donné par:

$$C_v = \frac{2l(l+1)}{2l(l+1) - v(v+1)}$$

et la fonction de corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ théorique a la forme:

$$W(\cos \theta) = \sum_v A_v C_v P_v(\cos \theta)$$

Au contraire de ce qui se passe pour les corrélations angulaires $\gamma - \gamma$, les corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ nous permettent de connaître la parité relative des deux états reliés par la transition α . En effet, la connaissance du moment angulaire de la particule α et les règles de sélection pour ce type de désintégration imposent la parité relative entre les deux états.

2) MÉLANGE DES RAYONNEMENTS.

Les corrélations angulaires pour des cascades dans lesquelles une des transitions est un mélange de rayonnements ayant des moments angulaires (ou des multipolarités) différents ont été étudiées, pour la première fois, par Ling et Falkoff (24). Les développements ultérieurs de la théorie par Biedenharn et Rose (18) ont permis, pour une corrélation angulaire $\gamma - \gamma$, dans une cascade $I_A(l_1, l'_1) I_B(l_2) I_C$, de donner l'expression:

$$W(\cos \theta) = W_I(\cos \theta) + \delta^2 W_{II}(\cos \theta) + 2 \delta W_{III}(\cos \theta)$$

$W_I(\cos \theta)$ et $W_{II}(\cos \theta)$ sont les fonctions de corrélations angulaires pour les cascades des rayonnements purs:

$$I_A(l_1) I_B(l_2) I_C \quad \text{et} \quad I_A(l'_1) I_B(l_2) I_C$$

et $W_{III}(\cos \theta)$ est un terme dû à l'interférence entre les deux rayonnements de multipolarité l_1 et l'_1 ; il est donné par l'expression:

$$W_{III}(\cos \theta) = (-1)^{I_B - I_A - 1} \left[(2I_B + 1)(2l_1 + 1)(2l'_1 + 1) \right]^{1/2} \times \\ \times \sum_v G_v(l_1 l'_1 I_A I_B) \times F_v(l_2 I_C I_B) P_v(\cos \theta)$$

Les coefficients F_v et G_v ont été calculés par Biedenharn et Rose (18). Enfin, δ^2 est le rapport des intensités en photons des rayonnements de multipolarité l'_1 et l_1 .

Corrélations angulaires $\alpha - \gamma$.

Dans les corrélations angulaires $\alpha - \gamma$, s'il y a un mélange pour la transition γ , la forme de $W_{III}(\cos \theta)$ est la même que ci-dessus; il faut seulement y introduire le facteur multipli-

catif C_v , qui caractérise un des rayonnements de la cascade comme étant une particule α .

Pour un mélange de particules α , de moments angulaires différents (l et $l+2$), la traversée de la barrière de potentiel par des particules chargées oblige à introduire un terme de phase supplémentaire, et la fonction de corrélation angulaire a la forme:

$$W(\cos \theta) = W_I(\cos \theta) + \delta^2 W_{II}(\cos \theta) + 2 \delta \cos \xi W_{III}(\cos \theta)$$

$\cos \xi$ étant un terme de déphasage;

$W_{III}(\cos \theta)$ étant, comme ci-dessus, un terme d'interférence.

3) NOYAU DANS UNE STRUCTURE ATOMIQUE.

Nous considérons maintenant le noyau dans un milieu matériel, c'est-à-dire, en présence de champs électriques et magnétiques.

La corrélation angulaire peut être perturbée si le noyau change d'orientation alors qu'il est dans l'état intermédiaire de la cascade de désintégration.

En fait, on peut avoir des perturbations résultants, soit de l'interaction du moment magnétique μ du noyau avec un champ magnétique, soit de l'interaction du moment quadripolaire Q avec un champ électrique inhomogène.

Le couplage magnétique, s'il a lieu, conduit à un mouvement de précession de Larmor (fig. 6), autour de la direction moyenne du champ magnétique, avec une fréquence

$$\omega = \frac{\mu H}{\hbar I}$$

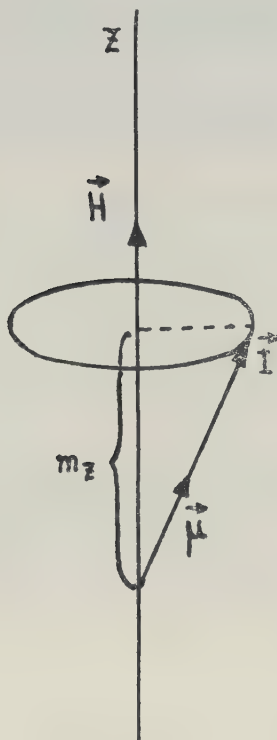


Fig. 6

et une énergie d'interaction donnée par

$$E_m(m_z) = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\mu H \frac{m_z}{I}$$

D'autre part, les perturbations des corrélations angulaires dûes au couplage entre les champs électriques et le moment quadrupolaire du noyau, ont été traitées par Abragham et Pound (25). Dans leur théorie, la nouvelle fonction de corré-

lation angulaire est donnée, dans le cas des corrélations angulaires $\gamma - \gamma$, par:

$$W(\cos \theta) = \sum_{\nu} G_{\nu} A_{\nu} P_{\nu}(\cos \theta)$$

où ils introduisent en terme G_{ν} (≤ 1) en facteur des polynômes de Legendre, qui traduit cette perturbation.

Les coefficients G_{ν} sont indépendants du type de rayonnement nucléaire et des caractéristiques des états initiaux et finaux de la cascade; ils dépendent seulement des paramètres qui décrivent l'interaction dans l'état intermédiaire et des caractéristiques de l'appareillage de coïncidences (temps de résolution).

Il y a deux types d'interactions perturbatrices: statique (où le champ électrique perturbateur est constant pendant toute la durée de la perturbation) et dépendante du temps.

Interaction statique.

On peut calculer les coefficients $G_{\nu} = f(\omega_0 \tau_i)$ pour chaque valeur du spin du noyau, en fonction de la fréquence ω_0 , donnée par:

$$\omega_0 = \frac{3}{4} I(2I-1) \frac{e Q}{\mathbf{B}} \left(\frac{\delta^2 V}{\delta z^2} \right)_{\text{moy.}}$$

avec
$$\frac{e Q}{\mathbf{B}} \left(\frac{\delta^2 V}{\delta z^2} \right)_{\text{moy.}} = 2 \pi \Delta \nu_Q$$

$\Delta \nu_Q$ décrit l'interaction du moment quadrupolaire avec le champ électrique.

D'autre part, τ_i est le temps le plus court, soit τ_N la période de l'état intermédiaire de la cascade de désintégration, soit τ_o , temps de résolution du circuit de coïncidences employé.

Si $\omega_o \tau_i \ll 1$, les facteurs G_v sont très proches de l'unité, et la corrélation angulaire n'est presque pas perturbée.

Interactions dépendantes du temps.

Dans une de nos expériences (corrélations angulaires dans le Ra²²³ en source liquide), nous avons étudié la variation du coefficient $A_2 G_2$ de la fonction de corrélation angulaire perturbée, en fonction de la viscosité macroscopique du milieu (η). A ce moment la perturbation est due à un couplage entre le moment quadrupolaire du noyau, dans son état intermédiaire, et un champ électrique inhomogène qui fluctue, étant donné l'état liquide de la solution qui contient la source.

Dans ce cas (interactions dépendantes du temps) les coefficients G_v sont, d'après la théorie d'Abragham et Pound, de la forme:

$$G_v = \frac{1}{1 + \lambda_v \tau_N} \cdot \frac{1 - \exp(-\tau_o / \tau_N) \cdot \exp(-\lambda_v \tau_o)}{1 - \exp(-\tau_o / \tau_N)}$$

où

$$\lambda_v = \frac{3}{80} \left(2 \pi \Delta v_Q \right)^2 \tau_c \cdot \frac{v(v+1) [4 I_B (I_B + 1) - v(v+1) - 1]}{I_B^2 (2 I_B - 1)^2}$$

où τ_c est le temps de corrélation — c'est-à-dire, le temps pendant lequel la configuration locale dans le liquide peut être considérée comme constante; il est à peu près proportionnel à la viscosité macroscopique, η .

Donc, si $\tau_0 \gg \tau_N$, il nous vient l'expression suivante pour G_v :

$$G_v = \frac{1}{1 + \lambda_v \tau_N}$$

Ainsi, la théorie d'Abragham et Pound nous permet de dire que l'inverse du facteur d'atténuation, G_v , doit augmenter linéairement avec la viscosité macroscopique du milieu, jusqu'à la viscosité maximum correspondant à la plus grande valeur admissible du temps de corrélation τ_C .

En effet, les expressions données pour les interactions dépendantes du temps, ont été obtenues dans les conditions $\tau_N \gg \tau_C$ et $\tau_0 \gg \tau_c$ (26).

Une interaction d'origine magnétique, dépendante du temps, aura une forme analogue, mais les effets d'atténuation introduits seront, d'après Steffen (26), beaucoup plus faibles.

CHAPITRE II

APPAREILLAGE

Dans ce chapitre nous nous proposons de donner une brève description de l'appareillage utilisé dans ce travail. Nous nous attacherons surtout à décrire plus en détail les montages que nous avons réalisés.

Le chapitre est divisé en trois paragraphes:

- A) Spectromètre γ et coïncidences $\gamma - \gamma$;
- B) Spectromètre α et coïncidences $\alpha - \gamma$;
- C) Corrections des résultats expérimentaux.

A) SPECTROMÈTRE γ ET COÏNCIDENCES $\gamma - \gamma$.

Notre appareillage pour spectrométrie γ est constitué par deux ensembles détecteurs à scintillations: cristaux d'iodure de sodium activés au thallium, de 2,5 cm de diamètre et 2,5 cm de hauteur, et photomultiplicateurs *EMI* 9514. La chaîne de résistances inter-dynodes a été montée de façon à obtenir une bonne linéarité dans la région d'énergies des rayonnements gamma de 30 à 500 keV (les rayonnements étudiés appartiennent à cette bande d'énergie) et une impulsion saturée d'amplitude maximum sur l'anode.

Pour étalonnage de nos photomultiplicateurs nous avons utilisé les radioéléments compris dans le tableau 1.

TABLEAU I

Source	Energie (keV)
Cs^{137}	30
Gd^{153}	42
Hg^{203}	75
Gd^{153}	100
Ce^{141}	142
Hg^{203}	279
Na^{22}	511

Le montage électrique des photomultiplicateurs est représenté par la fig. 7. La tension entre la photocathode et la première dynode est plus élevée (150 V) que celle entre les autres dynodes (90 V), de façon à obtenir une bonne focalisation des photoélectrons. De même, nous augmentons la tension entre les dernières dynodes et la plaque de façon à bien recueillir tous les électrons secondaires. Nous avons travaillé avec des tensions positives sur la plaque de 1 400 à 1 600 V, correspondant à un courant électrique dans la chaîne de résistances d'environ 4 mA.

Notre montage permet d'obtenir deux types d'impulsion: l'une négative, prélevée sur l'anode du photomultiplicateur, qui est transmise au circuit de coïncidences rapides; l'autre, positive, prélevée sur la huitième dynode, qui est transmise au sélecteur d'amplitude à une bande. Dans les deux cas il y a une amplification intermédiaire.

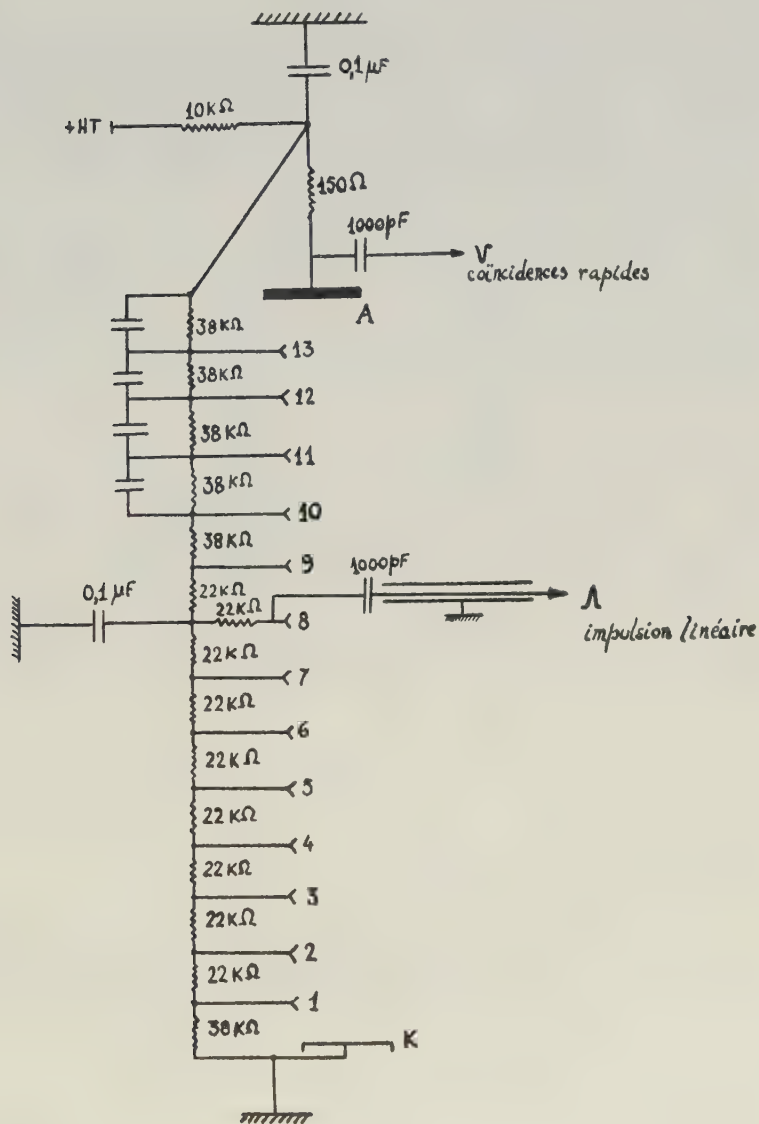


Fig. 7

Aves les tensions indiquées, il est possible d'obtenir à la fois des impulsions d'amplitudes suffisantes pour attaquer le circuit de coïncidences rapides et des impulsions sur la voie lente dont l'amplitude reste bien proportionnelle aux énergies des rayonnements γ initiaux.

Dans les expériences de corrélation angulaire, des protections convenables contre les rayonnements diffusés ont été prévues pour les cristaux. Le montage protecteur (fig. 8) comprend trois couches successives (plomb, cuivre et aluminium) dont les épaisseurs ont été calculées pour réduire de 90 % le rayonnement γ de 300 keV (plomb) et les rayonnements X_k du plomb (cuivre) et du cuivre (aluminium).

La possibilité d'introduire des écrans devant les cristaux a été prévue. Enfin, nous avons procédé de façon à pouvoir enlever les protections sans que cela entraîne le démontage des blindages des photomultiplicateurs.

Les détecteurs de rayonnements gamma, montés de cette façon, ont été utilisés soit dans les expériences de coïncidences $\gamma - \gamma$ (mesure de périodes d'états excités et corrélations angulaires $\gamma - \gamma$) soit dans les expériences de coïncidences $\alpha - \gamma$.

Les axes des deux compteurs sont horizontaux et ils sont montés dans un support qui permet de faire tourner l'un d'entre eux dans le plan horizontal autour d'un axe vertical passant par la source radioactive.

VOIE LINÉAIRE. — Après adaptation par une cathode suiveuse, les impulsions prélevées sur la huitième dynode de chacun des photomultiplicateurs sont amplifiées dans un amplificateur type *C. E. A.* Le schéma de la cathode suiveuse, tel que nous l'avons montée, est donné par la fig. 9.

Après l'amplification, nous pouvons recueillir des impulsions positives de quelques dizaines de volts susceptibles d'être analysées dans des sélecteurs d'amplitude. Nous avons

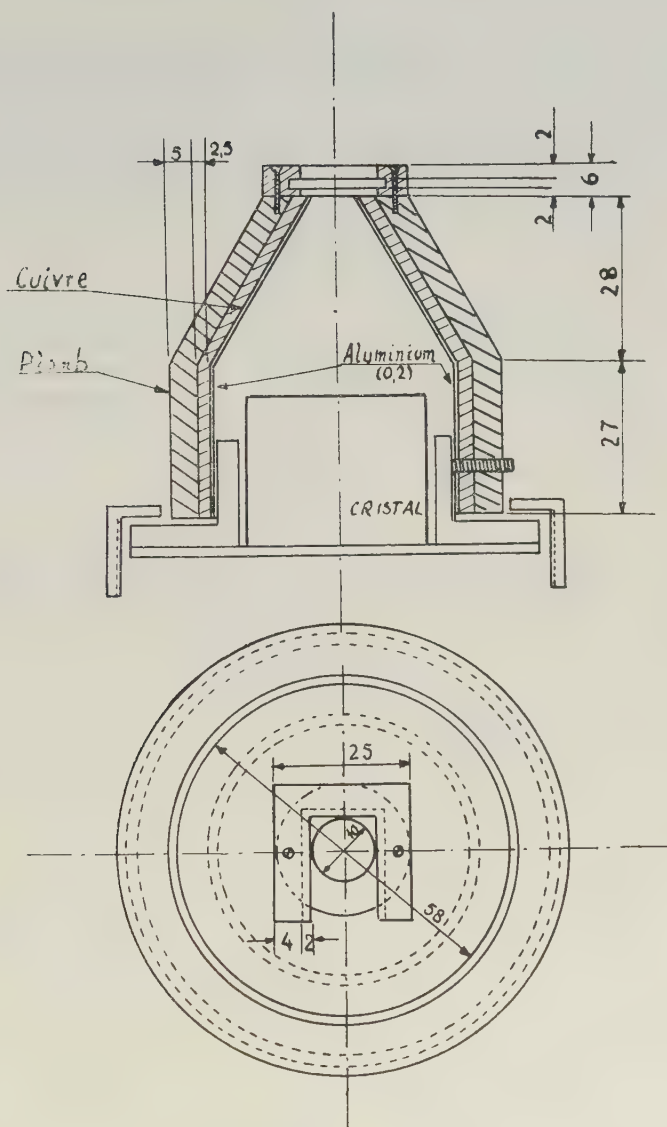


Fig. 8

utilisé des sélecteurs d'amplitude à une bande (S. A. I. P.) modifiés de façon à ce que la largeur de bande varie continuellement de 0 à 10 volts.

Les impulsions négatives qui sortent du sélecteur d'amplitude attaquent un sélecteur de coïncidences lentes. Pour cet

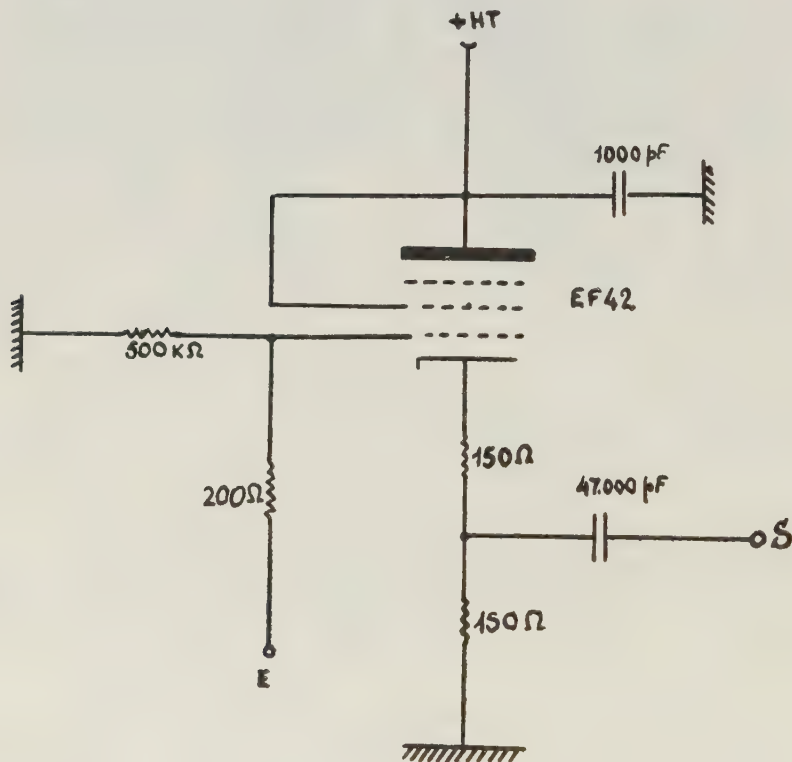


Fig 9

usage, nous avons employé un sélecteur à triple coïncidences et anticoïncidences type Valladas (27).

Le temps de résolution du circuit de coïncidences, déterminé avec deux sources indépendantes, est:

$$2\tau = 4,4 \times 10^{-7} \text{ s.}$$

VOIES DES COINCIDENCES RAPIDES. — Les impulsions sortant des anodes des photomultiplicateurs, une fois amplifiées dans un amplificateur à large bande passante (*Hewlett-Packard*), arrivent dans un circuit de mise en forme utilisant des lampes à émissions secondaires E. F. P. 60 et un câble courtcircuité. Elles attaquent ensuite le circuit de coïncidences rapides.

Les impulsions de coïncidences doivent toutes avoir la même forme, quelle que soit l'énergie du rayonnement détecté. Ceci évite les variations de temps de résolution du circuit et des déplacements supplémentaires des courbes de résolution avec l'énergie des rayonnements (28).

Le temps de résolution du circuit de coïncidences rapides employé est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-9}$ s. La fig. 10 nous donne les courbes de coïncidences promptes, obtenues avec le Na^{22} , pour deux valeurs du seuil du discriminateur rapide, placé après le circuit d'addition des coïncidences.

Ce circuit de coïncidences rapides a été monté au Service d'Électronique du Laboratoire de Physique Nucléaire, d'après le schéma de la fig. 11.

D'après ce qui vient d'être dit, on voit qu'il est possible de changer, grâce à un potentiomètre, le seuil du discriminateur rapide (DR), ce qui change le temps de résolution du circuit de coïncidences. Dans chaque expérience, nous avons tracé les courbes d'efficacité en fonction du seuil de ce discriminateur rapide, de façon à se placer dans les meilleures conditions expérimentales; deux courbes de ce type (coïncidences

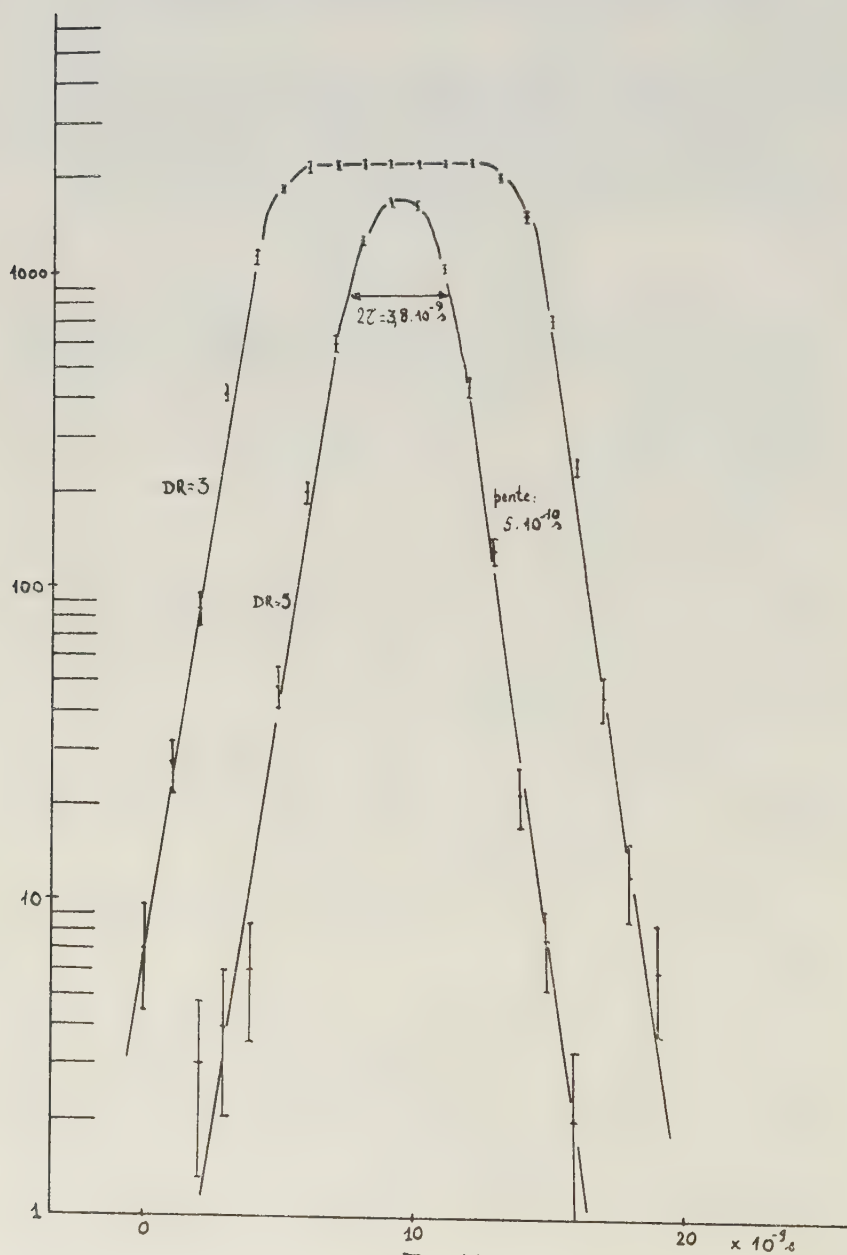


Fig. 10

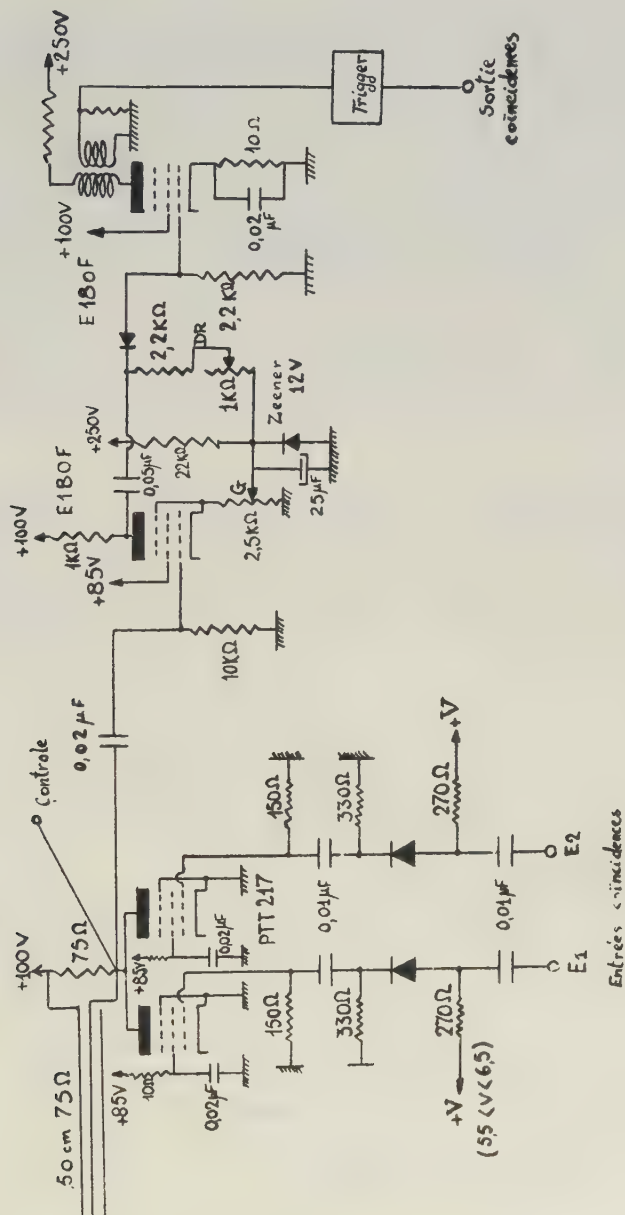


Fig. 11

de rayons γ résultants de l'annihilation des positrons émis par le Na^{22} , et cascade 300-29 keV du Pa^{231}) sont représentées sur les figs. 12 et 13.

L'introduction d'une boîte à retard dans une des voies de coïncidences rapides nous a permis de faire varier le retard entre ces deux voies par intervalles de 10^{-9} s, de 0 jusqu'à $3 \cdot 10^{-8}$ s. L'utilisation de lignes à retard additionnelles nous a permis d'élargir ensuite ce retard jusqu'à $3 \cdot 10^{-7}$ s.

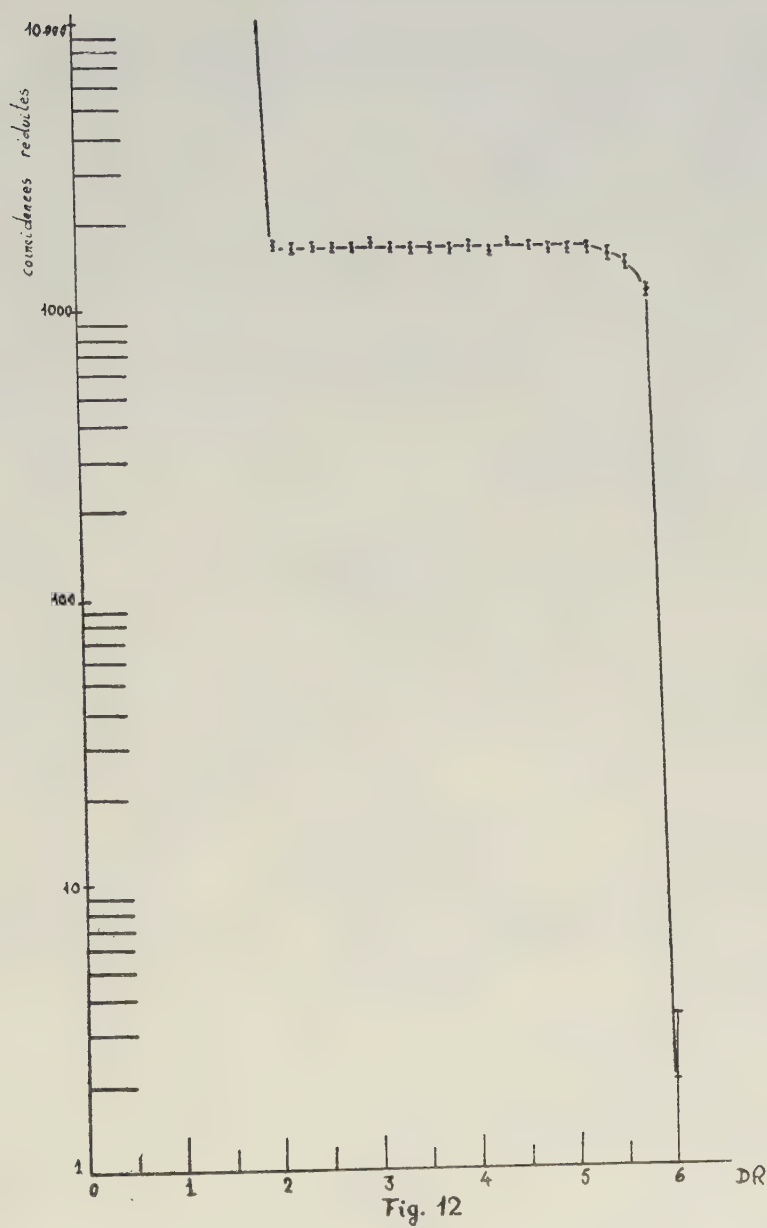
La mesure à l'oscilloscope du temps de transit des impulsions dans les câbles utilisés nous a permis de mesurer les temps de retard entre les deux voies avec une précision de 1 %.

Les impulsions qui sortent du circuit de coïncidences rapides sont envoyées dans le sélecteur des coïncidences lentes. Notre installation de coïncidences est du type lente-rapide, et le schéma de principe de l'ensemble de l'appareillage utilisé dans les expériences de corrélations angulaires est donné par la fig. 14.

Dans ces expériences, le sélecteur d'amplitude à 100 canaux enregistre la hauteur des impulsions provenant de la voie 2 lorsqu'il y a une impulsion simultanée sur la voie 1, et lorsque cette impulsion correspond à un rayonnement γ d'énergie déterminée.

En outre, l'installation a été modifiée pour la mesure des périodes, de façon à sélectionner l'énergie des impulsions sur les deux voies; ce montage permet d'obtenir une triple coïncidence dans le sélecteur de coïncidences lentes (fig 15).

Sur les triples coïncidences, les voies lentes donnent l'énergie des rayonnements tandis que la voie rapide mesure le temps qui sépare deux événements. Nous pouvons ainsi mesurer le retard relatif entre les émissions de deux rayonnements γ d'énergies déterminées.



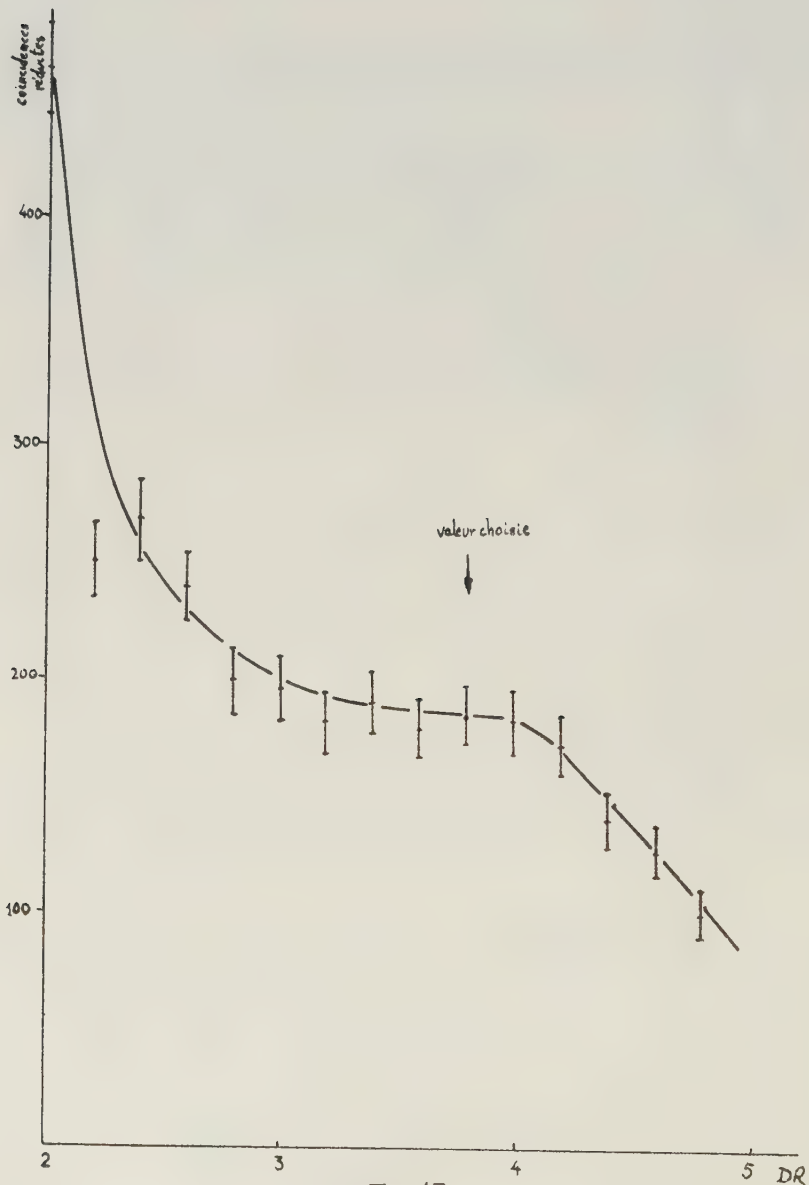


Fig. 13

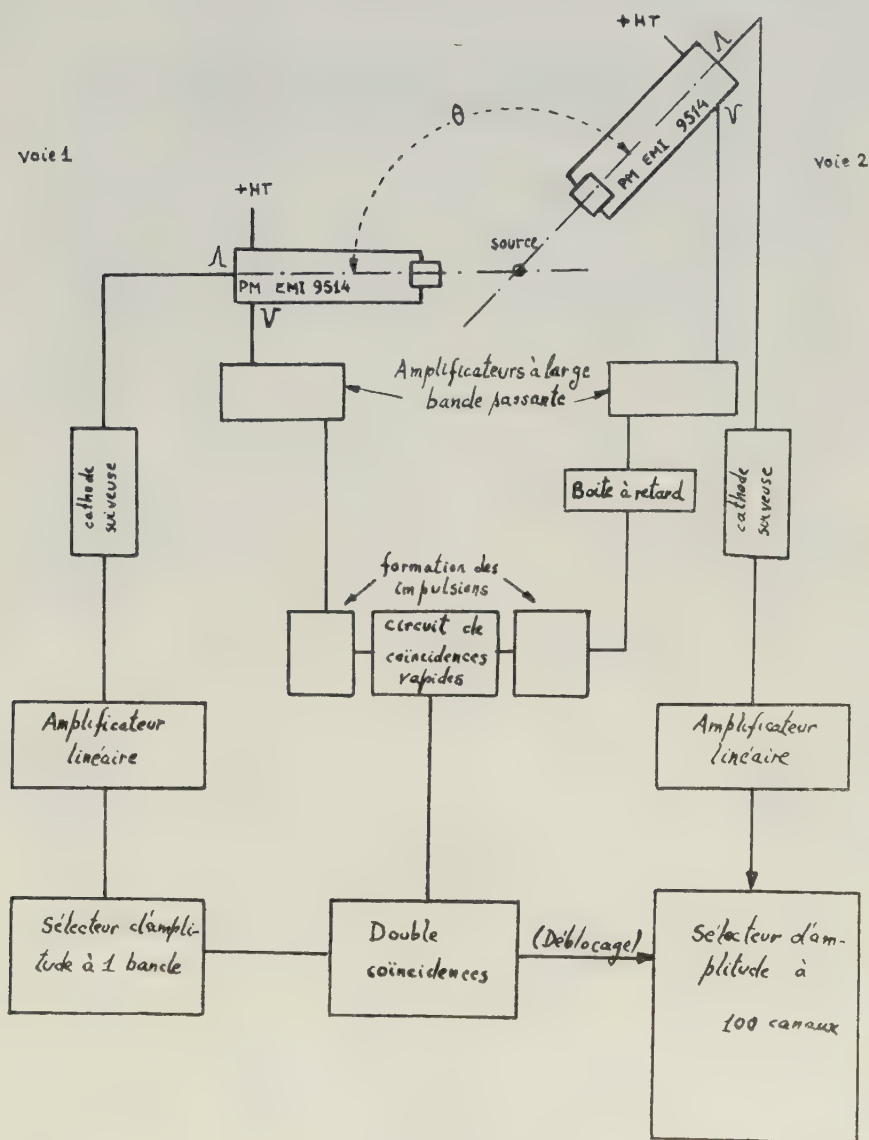


Fig. 14

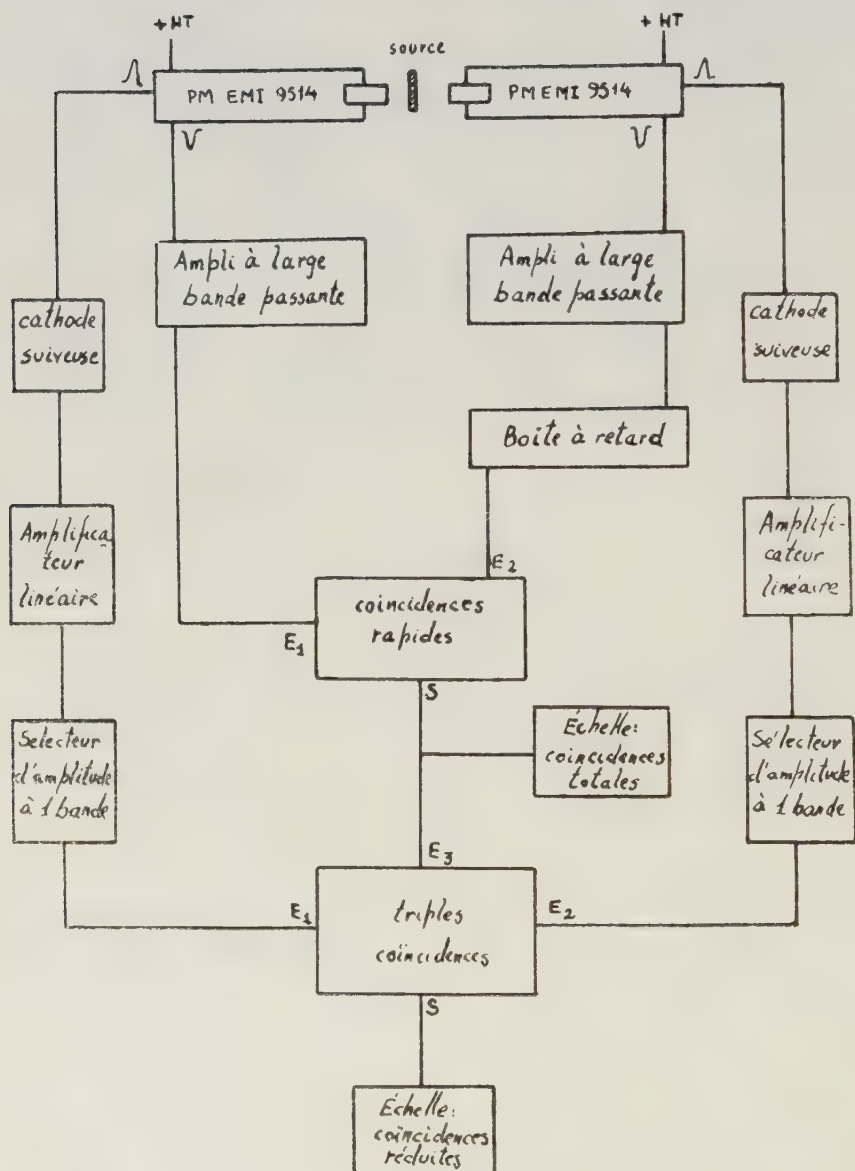


Fig. 15

B) DÉTECTION DES PARTICULES α PAR DES JONCTIONS A SEMICONDUCTEURS.

La détection des particules α a été obtenue par une jonction à semiconducteurs du type np formée dans la surface d'un cristal de silicium très pur (29, 30, 31).

Ce type de détecteur est souvent nommé chambre d'ionisation solide, la détection des particules chargées ayant lieu par l'intermédiaire des ions formés dans une certaine région (barrière) de la jonction (fig. 16).

Mais, dans les semiconducteurs la densité du milieu est beaucoup plus grande que dans les chambres d'ionisation à gaz, le parcours des particules lourdes se chiffre alors en microns (au lieu de centimètres). Pour les particules α de 13 MeV, par exemple, le parcours est de l'ordre de $100\ \mu$ (30).

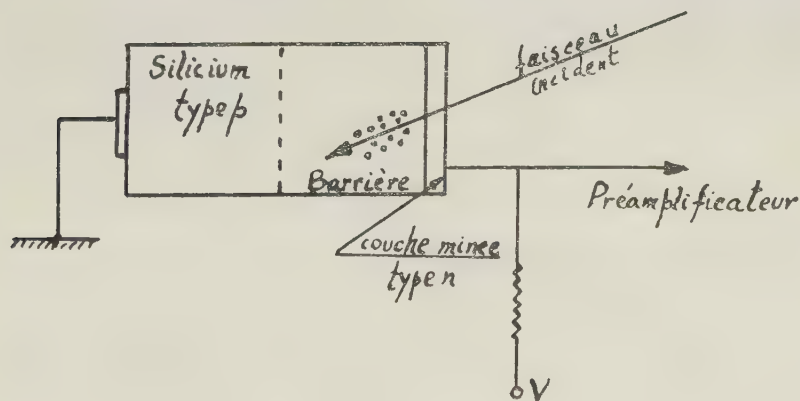


Fig. 16-Schéma de principe d'une jonction à semiconducteurs pour détection des particules chargées

La jonction à semiconducteurs que nous avons utilisée (RCA VICTOR — Canada), peut détecter des particules α d'énergie supérieure à 0,5 MeV et peut être utilisée comme chambre d'ionisation dans une bande d'énergie de 1,5 à 10 MeV. Les particules incidentes traversent une couche superficielle mince, dont l'épaisseur varie entre 1 et 2 microns. La fenêtre employée pour la détection est circulaire, avec une surface utile de 5 mm².

Fonctionnement de la jonction à semiconducteurs. — Le fonctionnement de la jonction exige des tensions inférieures à une cinquantaine de volts. Le dispositif peut fonctionner correctement à la température ambiante; par contre, nous avons vérifié qu'elle est sensible à la lumière. Dans toutes nos expériences, la jonction a été employée sous vide.

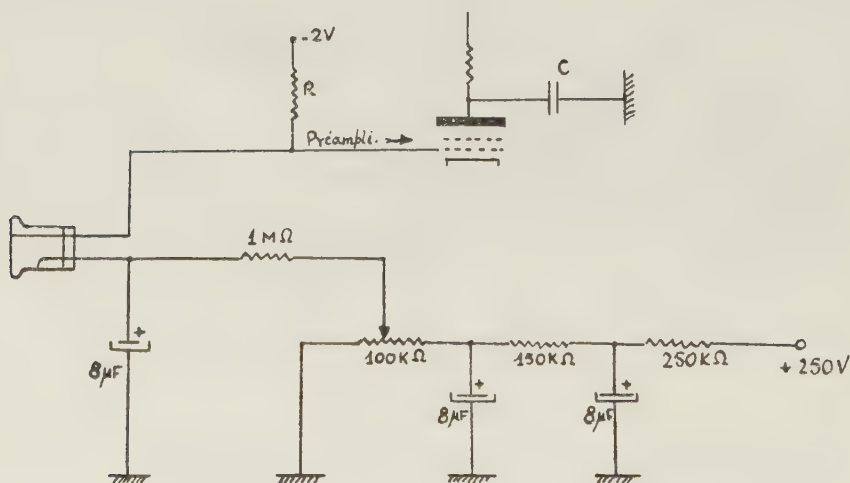


Fig. 17

La H. T. d'alimentation du préamplificateur a été utilisée pour l'alimentation en tension de notre jonction, selon le schéma de la fig. 17, le préamplificateur a été décrit par Engelkemeir et Magnusson (32).

La jonction et la source radioactive ont été placées dans un montage en verre représenté par la fig. 18. Ce montage, qui permet de faire le vide sur l'ensemble source-détecteur, a été mis à l'abri de la lumière par un revêtement noir.

L'amplitude de la tension à la sortie de la jonction est d'environ 10 mV; nous avons besoin d'une très grande amplification. Un blindage connecté à la terre a été prévu sur tout l'ensemble détecteur-préamplificateur, comme protection électrostatique; de même, nous avons relié à la masse notre porte-source.

Les conditions de travail de notre jonction à semi-conducteurs ont été étudiées en fonction de la tension d'alimentation et des constantes introduites par la résistance R et la capacité C . Les conditions de résolution les plus favorables correspondent aux valeurs

Tension: 30 V; Résistance: 10 M Ω ; Capacité: 30 pF.

Dans ces conditions, une résolution de 0,73% sur la raie de 6,813 MeV du Rn^{219} , a pu être obtenue.

Le temps de montée des impulsions à la sortie de jonction est, en principe, de l'ordre de 12 μs , mais nous avons effectivement mesuré un temps de montée de 3 μs après l'amplification, dû au temps de montée propre de l'amplificateur.

La fig. 19 donne un spectre du Ra^{223} et dérivés obtenu avec notre installation de spectrométrie — α .

Corrélations angulaires $\alpha - \gamma$. — La jonction à semi-conducteurs a été utilisée pour des mesures de corrélations

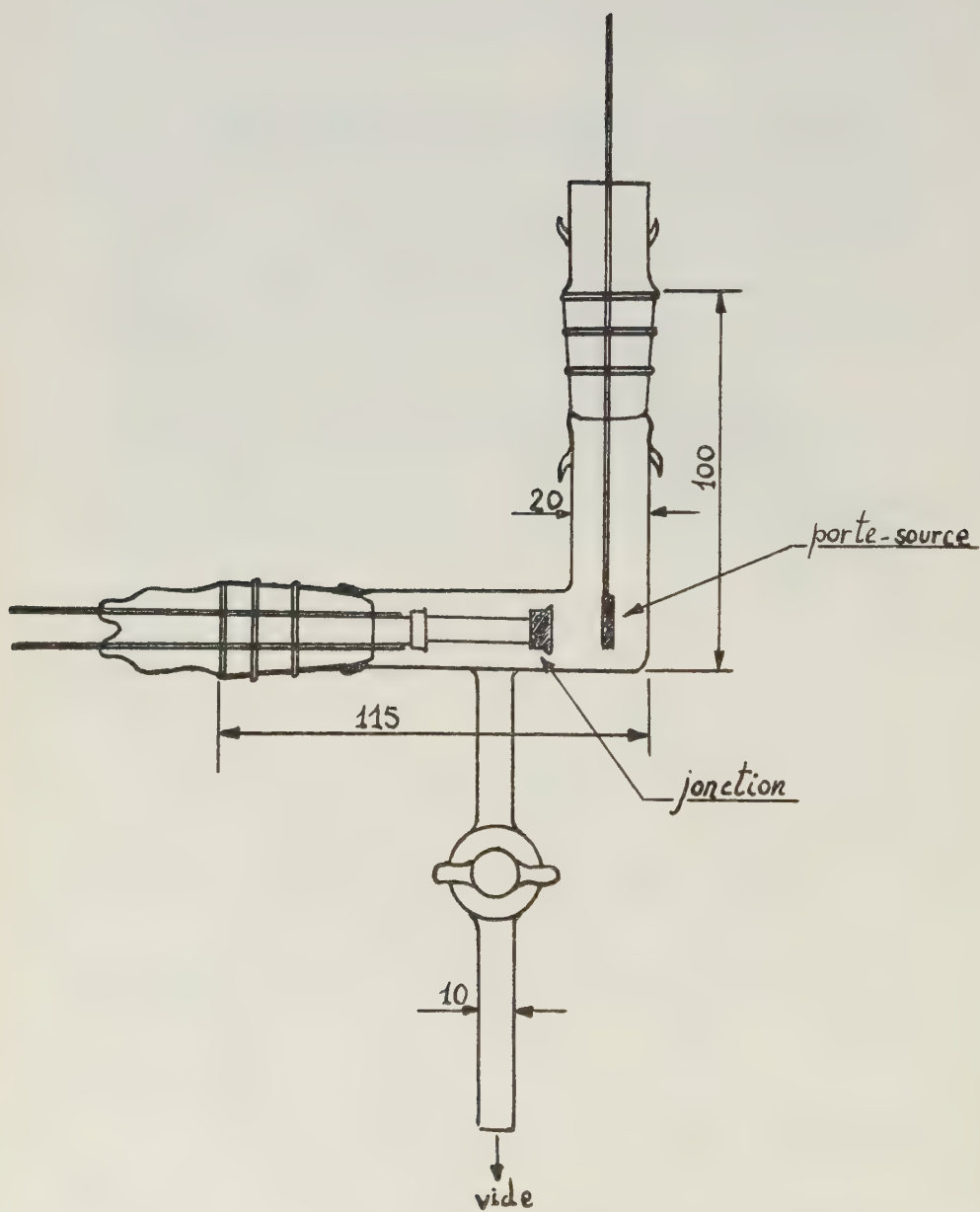


Fig. 18

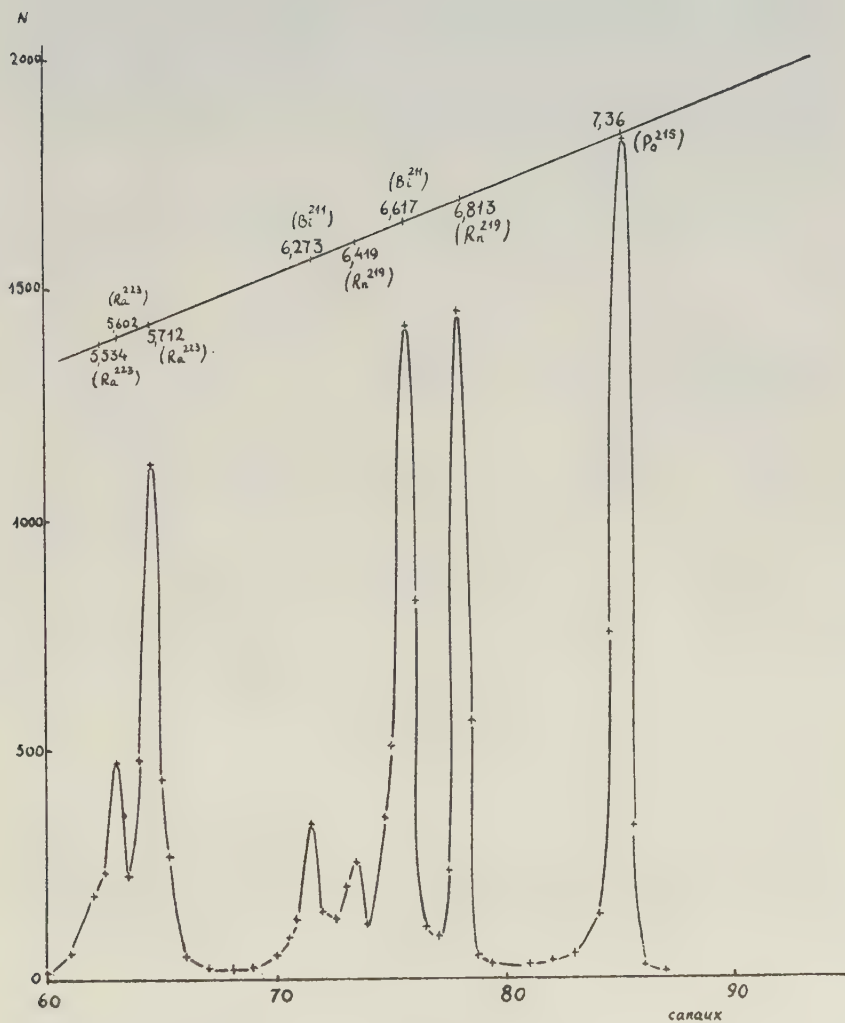


Fig. 19

angulaires $\alpha - \gamma$. Le montage des détecteurs a eu lieu sur un support analogue à celui utilisé pour les corrélations angulaires $\gamma - \gamma$. La détection du rayonnement γ est réalisée par un détecteur de scintillation; les impulsions positives des deux détecteurs ont été inversées par un circuit constitué d'une double triode ECC 189 (fig. 20).

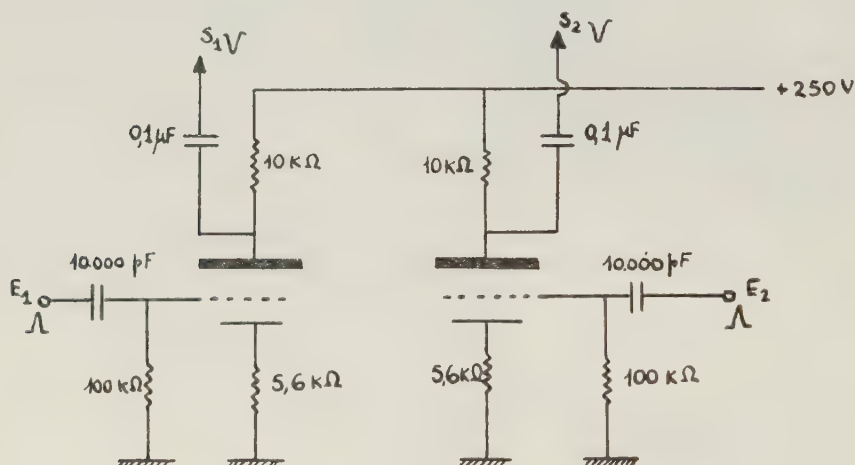


Fig. 20

Un circuit du type Valladas a été employé comme dispositif de coïncidences. Le temps de résolution de notre circuit est de $3,8 \cdot 10^{-7}$ s, et l'inversion des impulsions n'a pas introduit de retards additionnels.

Nous utilisons un deuxième circuit de coïncidence pour sélectionner les impulsions de la voie α , qui correspondent à une particule d'énergie déterminée, par un dispositif du même type que les circuits de coïncidences rapides-lents

précédemment décrits; le signal de sortie de la deuxième coïncidence débloque le sélecteur d'amplitude à 100 canaux. Le schéma de principe de l'installation de coïncidence $\alpha - \gamma$ est donné par la fig. 21.

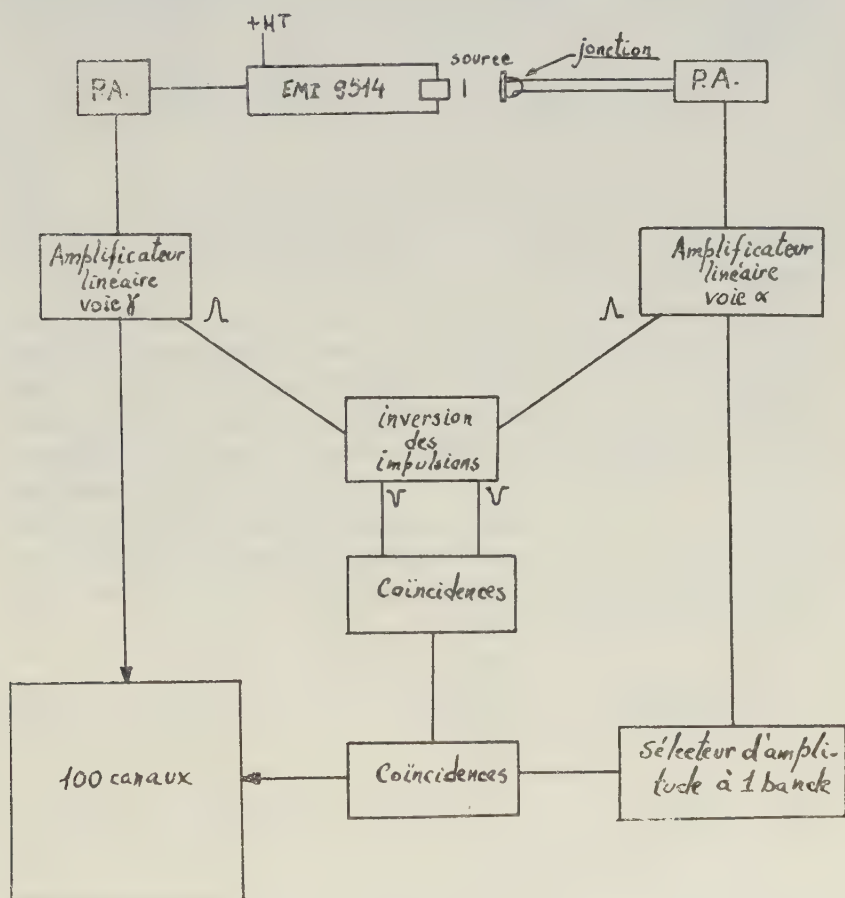


Fig. 21

C) CORRECTIONS.

1) Dans les résultats de nos expériences, nous tenons compte de deux facteurs de correction: d'une part, les coïncidences fortuites; d'autre part, les corrections géométriques liées au fait que le détecteur et la source ne sont pas ponctuels (33).

Les coïncidences fortuites sont données par:

$$N_f = 2 \tau N_1 N_2$$

2τ étant le temps de résolution de l'appareillage, N_1 et N_2 les nombres d'impulsion par l'unité de temps dans chacune des deux voies.

Pour ce qui est des corrections géométriques, une symétrie cylindrique a été admise, et nous avons recherché un compromis entre une vitesse de comptage raisonnable et une correction faible. Dans ces conditions, les corrections reviennent à multiplier les coefficients du polynôme de Legendre d'ordre ν de la fonction de corrélation angulaire théorique par des facteurs J_ν/J_0 (34). Ces coefficients s'expriment en fonction des paramètres r — rayon de la source, R — Rayon de la surface utile du détecteur, et h — distance entre la source et le détecteur:

$$J_0 = \frac{\pi r^2 R^2}{2 h^2} \left[1 - \frac{3 r^2 + 3 R^2}{4 h^2} + \frac{5 r^4 + 15 r^2 R^2 + 5 R^4}{8 h^4} \right]$$

$$J_2 = \frac{\pi r^2 R^2}{2 h^2} \left[1 - \frac{3 r^2 + 3 R^2}{2 h^2} + \frac{15 r^4 + 45 r^2 R^2 + 15 R^4}{8 h^4} \right]$$

$$J_4 = \frac{\pi r^2 R^2}{2 h^2} \left[1 - \frac{13 r^2 + 13 R^2}{4 h^2} + \frac{25 r^4 + 75 r^2 R^2 + 25 R^4}{4 h^4} \right]$$

2) Nous avons aussi étudié l'influence possible du champ magnétique terrestre sur les résultats de ces expériences de corrélations angulaires. Il a été vérifié que les erreurs statistiques masquent les éventuelles différences de comptage liées aux orientations des compteurs.

CHAPITRE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous avons étudié quelques éléments de la famille du Pa^{231} du point de vue des coïncidences et des corrélations angulaires. Les éléments de cette famille et leurs filiations relatives sont donnés par la fig. 22. Ce schéma commence au Pa^{231} . La période de cet élément ($3,43 \times 10^4 a$) — celle de son dérivé est de 22 ans — permet d'étudier le Pa^{231} sans être gêné par les rayonnements des dérivés; il en sera de même pour le Th^{227} ($T_{1/2} = 18,17 j$) si nous prenons soin de travailler immédiatement après la séparation chimique de ce radioélément. Après le Ra^{223} ($T_{1/2} = 11,68 j$) on trouve une série d'éléments avec des périodes très courtes, dont les valeurs sont données par la fig. 22. Ainsi, l'étude de ces éléments a été réalisée en équilibre radioactif de toute la série.

Nos études concernent des rayonnements de désintégration des noyaux suivants: Pa^{231} , Th^{227} (RaAc), Ra^{223} (AcX), Rn^{219} (An), Pb^{211} (AcB) et Bi^{211} (AcC).

A) PROTACTINIUM - 231

La désintégration du Pa^{231} conduit à de nombreux niveaux excités de l' Ac^{227} . Parmi les 10 raies de structure fine — α qui sont actuellement connues (35, 36), il y en a une (11 %) qui conduit à un niveau excité de 325 keV. Ce

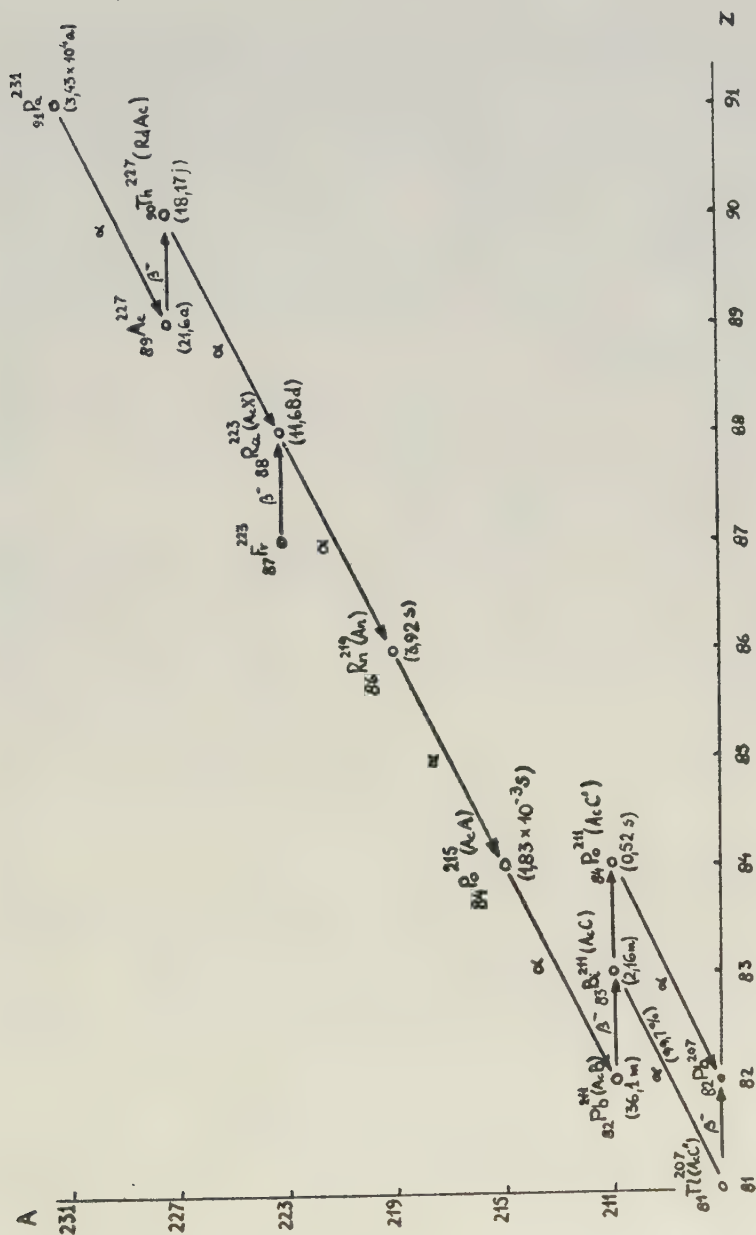


Fig. 22

niveau se désexcite par émission γ , soit vers le niveau fondamental, soit vers un niveau excité de 44,4 keV, soit encore vers un autre niveau excité de 29 keV. A partir de ce dernier, il y a émission d'un rayonnement γ de 29 keV vers l'état fondamental. Nous sommes en présence d'une cascade de rayonnements γ , 300-29 keV.

Le Pa^{231} a déjà été étudié, du point de vue des corrélations angulaires $\alpha - \gamma$, par G. Y. Petit (33); nous nous sommes attachés à l'étude, par corrélations angulaires $\gamma - \gamma$, de la cascade 300-29 keV.

Nous avons repris la mesure de la période du niveau de 29 keV; ce qui avait été entrepris auparavant par J. Teillac, M. Riou et P. Desneiges (37) et par R. Foucher, L. Dick, N. Pérrin et H. Vartapétian (38).

La source de Pa^{231} , utilisée sous la forme liquide, est disposée dans un petit tube de plexiglass de 5 mm de diamètre intérieur et 10 mm de hauteur; elle a été préparée au laboratoire (annexe d'Arcueil). Le tube qui contient la source a été placé dans un logement qui en assure le centrage par rapport aux deux compteurs de notre spectromètre à coïncidences.

La fig. 23 donne l'allure du spectre γ obtenu directement.

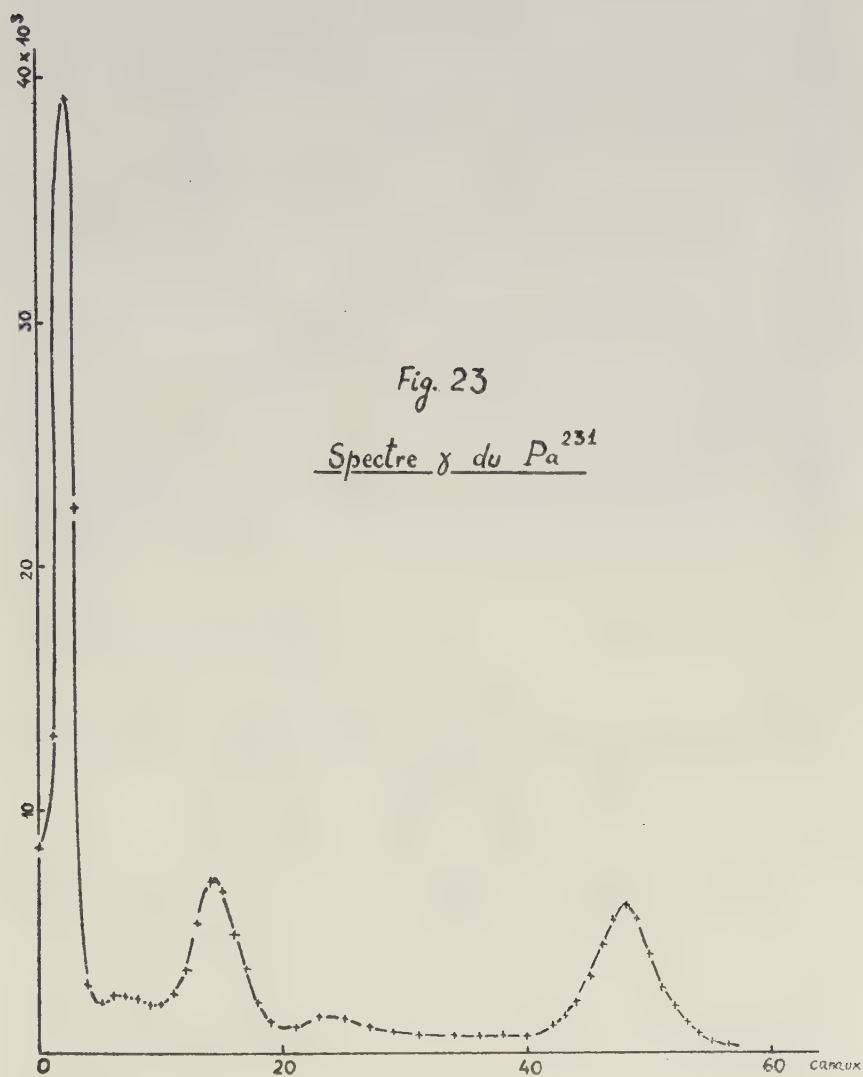
1) PÉRIODE DU NIVEAU DE 29 KE V.

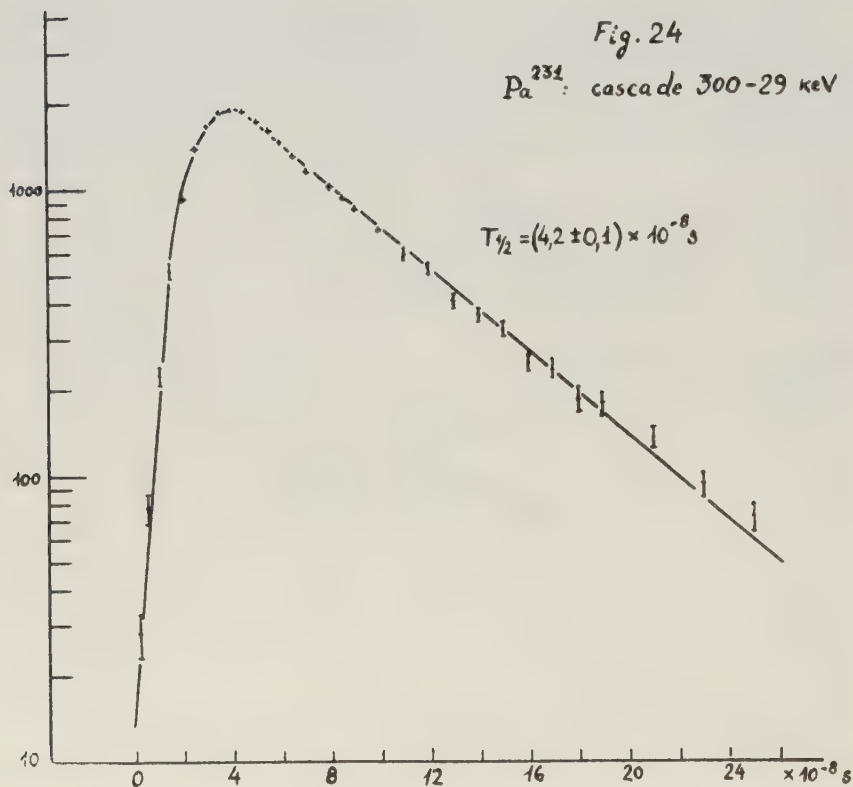
L'emploi du spectromètre $\gamma - \gamma$ à coïncidences lentes-rapides a permis de mesurer à nouveau la période du niveau excité de 29 keV de l' Ac^{227} .

La fig. 24 montre la courbe de coïncidences $\gamma - \gamma$ (cascade 300-29 keV) qui a été obtenue; la période est:

$$T_{1/2} = (4,2 \pm 0,1) \times 10^{-8} \text{ s,}$$

en bon accord avec la valeur trouvée par J. Teillac *et al.* (37)





2) CORRÉLATION ANGULAIRE γ 300 keV — γ 29 keV.

Des expériences de corrélations angulaires avec la cascade de rayonnements γ 300-29 keV ont été réalisées, en faisant varier le retard entre les deux voies de coïncidences rapides. Cela nous a permis d'étudier la variation de la corrélation angulaire en fonction du retard et de détecter un éventuel effet d'atténuation, dont l'existence serait vraisemblable, étant donnée la valeur de la vie moyenne du niveau intermé-

diaire de la cascade. Deux séries d'expériences ont été réalisées: pour un retard relatif entre les deux voies correspondant au sommet de la courbe de coïncidences (fig. 24) et pour un retard correspondant au milieu de la montée de cette courbe.

Pour détecter l'éventuelle anisotropie de cette corrélation angulaire, nous avons réalisé des mesures de coïncidences pour les deux angles extrêmes entre les axes des compteurs $\theta = 0$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$. Aucune anisotropie n'a pu être décelée.

Le rayonnement de 29 keV de désexcitation de l' Ac^{227} a été étudié par J. Teillac *et al.* (37) et par Falk-Vairant (39), et sa nature dipolaire électrique a été bien caractérisée. D'autre part, il est vraisemblable que le spin et la parité de l'état fondamental de l' Ac^{227} est $3/2^-$ (33, 40). Il n'y a donc, pour le spin et la parité du niveau de 29 keV, que les possibilités suivantes: $1/2^+$, $3/2^+$ et $5/2^+$. Pour le niveau de 325 keV, G. Y. Petit (33) a proposé, comme spin et parité, $3/2^-$, d'après les résultats de ses expériences de corrélations angulaires $\alpha - \gamma$.

3) DISCUSSION DES RÉSULTATS.

Nous nous limitons donc aux possibilités suivantes:

$$\begin{array}{l}
 a) \quad 3/2^- \xrightarrow{E1 (+M2)} 5/2^+ + \xrightarrow{E1} 3/2^- \\
 b) \quad 3/2^- \xrightarrow{E1} 3/2^+ + \xrightarrow{E1} 3/2^- \\
 c) \quad 3/2^- \xrightarrow{\quad\quad\quad} 1/2^+ + \xrightarrow{\quad\quad\quad} 3/2^-
 \end{array}$$

La dernière hypothèse conduit à une corrélation angulaire isotrope, quelle que soit la nature des rayonnements. Examinons les deux autres hypothèses.

La fonction de corrélation angulaire théorique, pour les hypothèses a) et b), est de la forme:

$$W(\cos \theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta),$$

étant donné le caractère dipolaire électrique du deuxième rayonnement de la cascade.

a) Pour la cascade $3/2 \xrightarrow{E1} 5/2 + \xrightarrow{E1} 3/2$ —, la fonction de corrélation angulaire théorique est donnée par

$$W(\cos \theta) = 0,930 + 0,210 \cos^2 \theta$$

tandis que la cascade $3/2 \xrightarrow{M2} 5/2 + \xrightarrow{E1} 3/2$ —, la fonction théorique est:

$$W(\cos \theta) = 1,036 - 0,108 \cos^2 \theta$$

Pour un mélange $E1 + M2$, avec le rapport d'intensité:

$$\delta^2 = \frac{I(M_2)}{(I E_1)}$$

nous avons la fonction de corrélation angulaire:

$$W(\cos \theta) = 0,930 + 0,356 \delta + 1,306 \delta^2 + (0,21 - 1,068 \delta - 0,108 \delta^2) \cos^2 \theta$$

En particulier, pour $\delta = 0,2$, nous obtenons:

$$(1 + \delta^2) W(\cos \theta) = 1,043 - 0,008 \cos^2 \theta \neq 1,04$$

c'est-à-dire, une corrélation angulaire isotrope.

b) Pour la cascade $3/2^- \xrightarrow{E1} 3/2^- + \xrightarrow{E1} 3/2^-$, la fonction de corrélation angulaire théorique sera:

$$W(\cos \theta) = 0,92 + 0,24 \cos^2 \theta$$

Les cascades de rayonnements et de spins

$$\begin{aligned} & 3/2^- \xrightarrow{E1} 5/2^- + \xrightarrow{E1} 3/2^- \\ \text{et } & 3/2^- \xrightarrow{E1} 3/2^- + \xrightarrow{E1} 3/2^- \end{aligned}$$

produisent une anisotropie de l'ordre de 20%. Elles semblent ainsi incompatibles avec les résultats expérimentaux.

La perturbation des corrélations angulaires, due au couplage du moment quadrupolaire du noyau avec les champs électriques extérieurs, si elle existe, ne suffit pas pour expliquer un résultat qui semble parfaitement isotrope, étant donné que la source se trouve en milieu liquide. En effet, l'isotropie de la corrélation angulaire vérifiée par des retards différents entre les deux voies semble confirmer l'inexistence d'une atténuation assez importante pour masquer une corrélation angulaire avec une anisotropie de l'ordre de 20%.

Ainsi, une corrélation angulaire uniforme dans la cascade 300-29 keV des rayonnements de désexcitation de l'Ac²²⁷ est toujours compatible avec un spin et une parité $1/2^+$ pour le premier état excité de cet élément; elle le sera aussi avec le spin $5/2^+$, en admettant pour le rayonnement de 300 keV une nature $E1 + M2$ avec le rapport d'intensité

$$s^2 = I(M2) / I(E1) = 0,04$$

B) THORIUM - 227 (RADIOACTINIUM).

Des expériences de corrélations angulaires ont été réalisées avec des rayonnements γ émis après la désintégration α du Th^{227} (41). Cette désintégration conduit à des nombreux niveaux excités du Ra^{223} qui ont été étudiés en spectroscopie α et d'électrons de conversion par M. Friley, S. Rosenblum, M. Valadares et G. Bouissières (42) ainsi que pour R. Pilger (43). Dans l'ensemble des rayonnements γ , une cascade de γ peu convertis émerge: l'un des rayonnements de la cascade a une énergie de 236 keV, et l'autre a pour énergie 50 keV et a une nature dipolaire électrique (33).

La transition correspondant au rayonnement γ de 236 keV conduit du niveau excité de 286 keV au niveau de 50 keV, et celui-ci se désexcite par émission d'un γ de 50 keV vers l'état fondamental du Ra^{223} .

Plusieurs résultats expérimentaux semblent prouver que le rayonnement de 236 keV précède le rayonnement de 50 keV dans la cascade de désintégration: la mesure de la période du niveau intermédiaire entre les deux rayonnements (44); le fait que le niveau de 50 keV se retrouve, par désintégration β^- , à partir du Fr^{223} (45) (fig. 22); et le fait que des expériences de spectrométrie cristalline n'ont mis en évidence qu'un seul rayonnement γ aux alentours de 50 keV (46), ce qui semble bien éliminer l'hypothèse d'une cascade de désintégration par l'intermédiaire d'un niveau excité de 234,9 keV du Ra^{223} .

Nous avons étudié les corrélations angulaires entre les deux rayonnements de la cascade 236-50 keV soit en sources solides, soit en sources liquides de différentes viscosités, afin de connaître les variations de l'anisotropie des corrélations angulaires.

Les sources utilisées ont été préparées au laboratoire d'Arcueil, par séparation au T. T. A. à partir d'une solution

d'actinium, puis diluées dans l'eau et mélangées à un volume donné de solution glycérique en présence de thorium naturel.

Les solutions actives sont ensuite placées dans les tubes de plexiglass qui en assurent le centrage.

Nous avons toujours travaillé dans les 48 heures qui suivaient la séparation, afin de ne pas être gênés par les dérivés. La fig. 25 reproduit le spectre direct γ obtenu dans notre spectromètre — γ .

RÉSULTATS DES EXPÉRIENCES DE CORRÉLATIONS ANGULAIRES

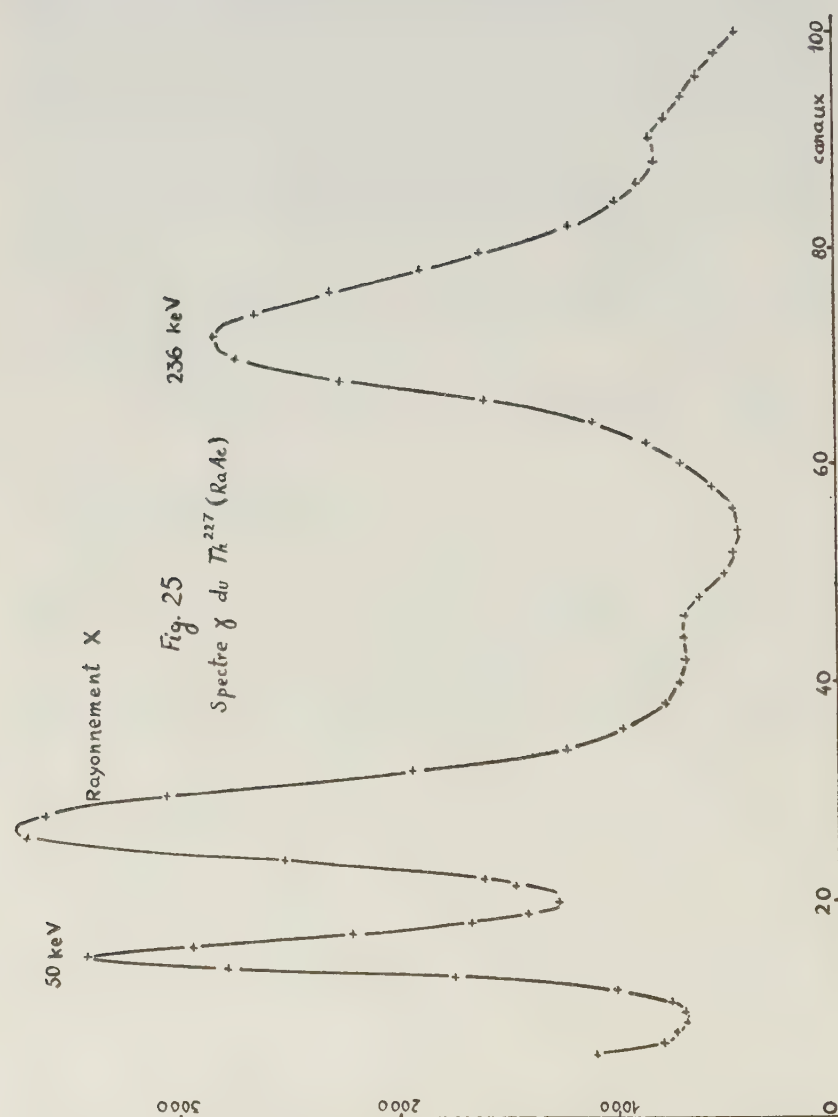
a) Source solide et source liquide diluée dans l'eau.

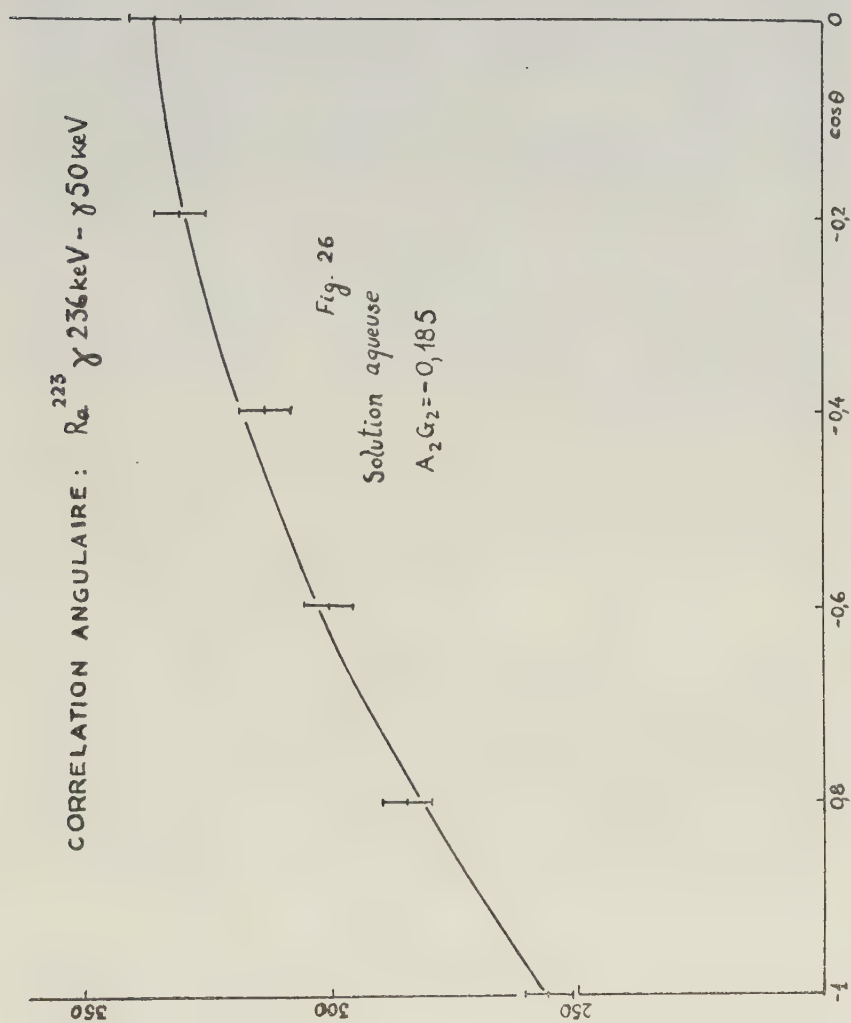
En utilisant ces deux types de sources, nous avons trouvé une corrélation angulaire anisotrope entre les rayonnements de la cascade de désexcitation du Ra^{223} — 236-50 keV, et nous avons calculé la valeur du coefficient de la fonction de corrélation angulaire à partir des courbes expérimentales. Les deux types de sources donnent des valeurs différentes.

Nous mettons la fonction de corrélation angulaire sous la forme $W(\theta) = 1 + A_2 G_2 P_2(\cos \theta)$, car nous admettons un caractère dipolaire pour le rayonnement de 50 keV; G_2 est le coefficient d'atténuation de la fonction de corrélation prévu par la théorie d'Abraham et Pound (25), pour tenir compte du couplage entre le moment quadrupolaire électrique du noyau et les champs électriques dûs principalement au cortège électronique environnant les noyaux.

Nous avons trouvé, pour les deux types de sources, les valeurs de $A_2 G_2$ suivantes:

source solide	$A_2 G_2 = -0,130 \pm 0,007$
source liquide diluée dans	
l'eau	$A_2 G_2 = -0,185 \pm 0,005$ (fig. 26)





Nous avons essayé de trouver la raison de cette différence pour les valeurs des coefficients du polynôme de Legendre de la fonction de corrélations angulaires.

Nous pouvons admettre qu'il s'agit d'une perturbation de la fonction de corrélation angulaire entre les deux rayonnements de la cascade, due au couplage cité ci-dessus. Un tel couplage est vraisemblable étant donné la valeur de la vie moyenne du niveau de 50 keV (9×10^{-10} s) (47) et l'importance probable du moment quadrupolaire du Ra^{223} (pour cet élément il est inconnu, mais pour un noyau voisin, le Ra^{224} , le moment quadrupolaire s'avère déjà important).

Les moments angulaires totaux compatibles avec la valeur trouvée en source liquide sont donc tels que $|A_2| \geq 0,180$. Cela correspond aux cascades suivantes:

$$\begin{array}{l} {}^{3/2} \xrightarrow{l_1=1} {}^{3/2} \xrightarrow{l_2=1} {}^{1/2} \\ {}^{1/2} \xrightarrow{l_1=1} {}^{3/2} \xrightarrow{l_2=1} {}^{3/2} \\ {}^{1/2} \xrightarrow{l_1=2} {}^{5/2} \xrightarrow{l_2=1} {}^{3/2} \end{array}$$

Dans les trois cas, nous avons $A_2 = -0,200$.

La différence entre la valeur théorique et le résultat expérimental trouvé en solution aqueuse ($A_2 G_2 = -0,185 \pm \pm 0,005$) peut provenir de la valeur du facteur G_2 qui n'est théoriquement égal à 1 que pour une viscosité nulle. Nous avons donc cherché à extrapoler la courbe représentant la variation de $A_2 G_2$ en fonction de la viscosité η .

b) Sources liquides à différentes viscosités.

La viscosité des sources liquides a été étalonnée à l'aide d'un viscosimètre de Ubbelohde, où le temps d'écoulement d'un volume donné de liquide est proportionnel à la viscosité.

Les solutions de viscosités différentes étant préparées à l'avance, nous prenions soin d'y ajouter, avant chaque étalonnage, une quantité d'eau correspondant à la quantité de solution diluée de chlorure de thorium radioactif qu'il y aurait lieu d'introduire.

La fig. 27 donne la courbe expérimentale obtenue pour les viscosités en fonction des pourcentages de glycérine. Les expériences ont été réalisées à partir des mélanges donnés par le tableau II

TABLEAU II

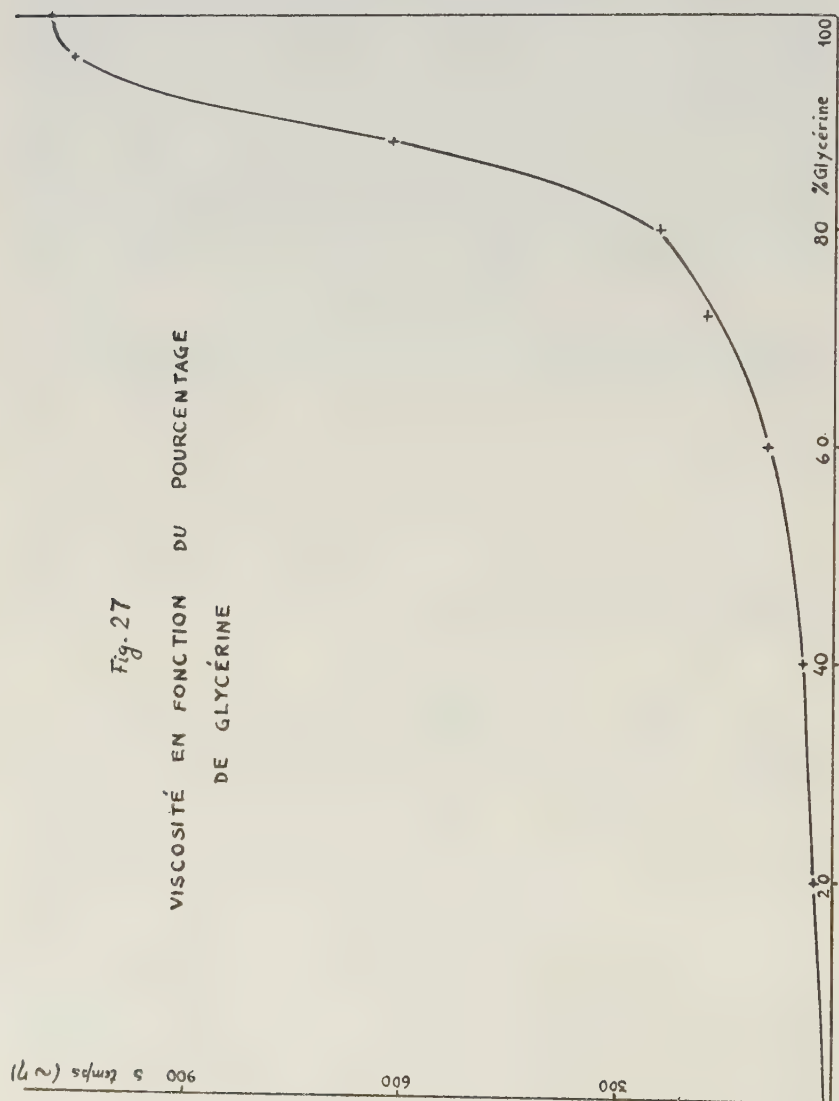
% glycérine	0	60	80	88	100
Viscosité relative	15	91	240	606	1 091

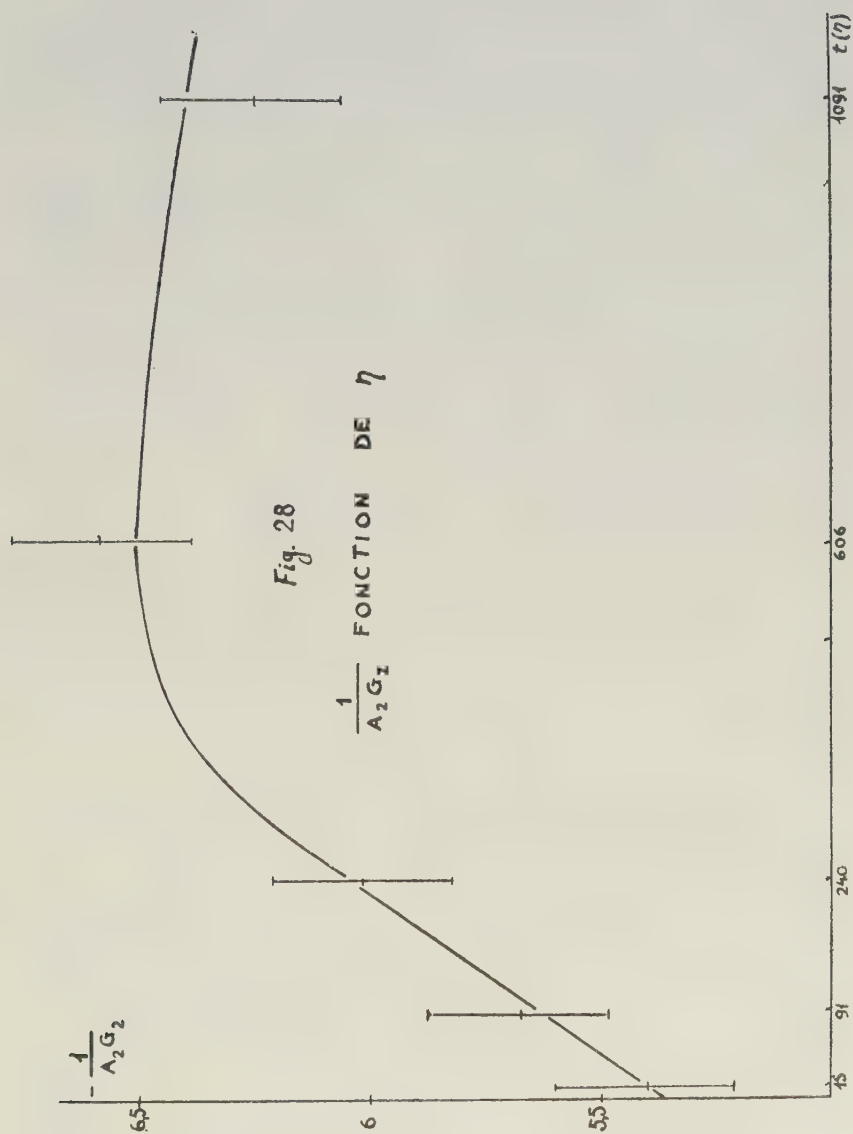
Le tableau III donne les valeurs des coefficients $A_2 G_2$ qui ont été trouvées à partir des courbes de corrélations angulaires pour chaque viscosité.

TABLEAU III

Viscosité relative	15	91	240	606	1 091
$ A_2 G_2 $	0,185	0,178	0,166	0,154	0,158

Nous avons vu, au chapitre I, que, dans certaines conditions de validité, l'inverse du facteur d'atténuation G_2 doit augmenter linéairement en fonction de la viscosité, jusqu'à la viscosité maximum correspondant à la valeur maximum admissible du temps de corrélation τ_c . Notre courbe expérimentale $1/A_2 G_2$ en fonction de la viscosité (fig. 28), est bien





une droite jusqu'à une certaine valeur qui dépasse $\eta_{max} \neq 20$. η_{eau} , pour laquelle $A_2 G_2 (\eta_{max}) = -0,152$. Ensuite, au fur et à mesure que la viscosité croît, les mouvements des molécules du mélange se ralentissent, et on se rapproche du cas des corrélations angulaires en source solide.

Si la vie moyenne de l'état intermédiaire était suffisamment longue, l'anisotropie de la corrélation pourrait presque s'annuler avant de redevenir voisine de celle des sources polycristallines. Dans notre cas, la vie moyenne est telle qu'à la limite de validité des formules l'anisotropie est encore très appréciable et, dans ces conditions, il semble normal que la courbe $A_2 G_2 (\eta)$ s'approche d'une limite voisine de la valeur de $A_2 G_2$ en source solide, tout en restant supérieure à cette limite. C'est à partir d'une viscosité supérieure à la valeur correspondant à 80% de glycérine que $A_2 G_2$ reste stationnaire ou, peut-être, croît légèrement.

C'est aussi pour ce pourcentage de glycérine que la viscosité des mélanges croît très rapidement.

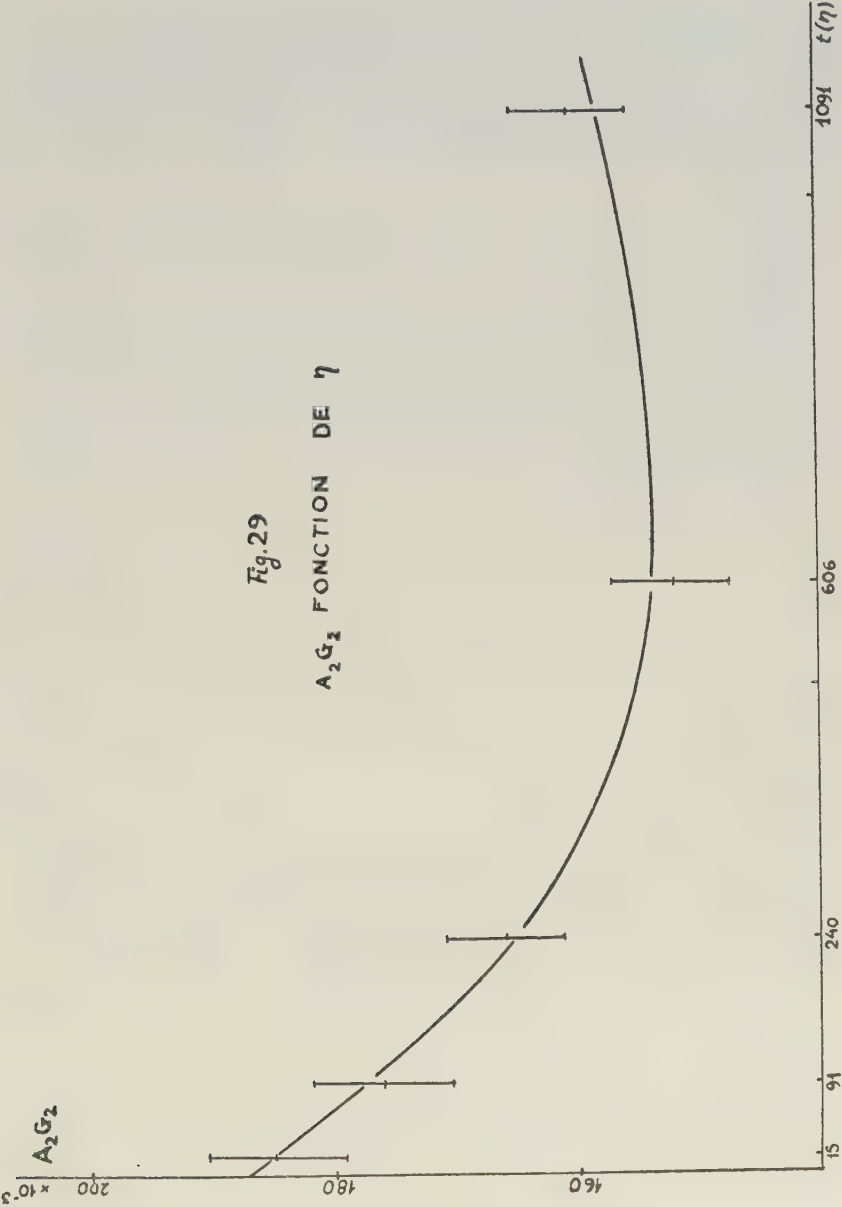
Extrapolée à la viscosité nulle, la courbe $A_2 G_2 (\eta)$ (fig. 29) permet de connaître le facteur non perturbé puisqu'alors, théoriquement, $G_2 = 1$:

$$A_2 = -0,187 \pm 0,006$$

Il reste encore une différence entre le résultat théorique et celui obtenu par extrapolation à la viscosité nulle.

Nous pouvons en outre obtenir des renseignements semi-quantitatifs à partir de la courbe $1/G_2 (\eta)$ en fonction de la viscosité, dont la partie linéaire a pour équation $1/G_2 (\eta) = 1 + \lambda_2 \tau_N$ où τ_N est la vie moyenne de l'état intermédiaire de la cascade, égal à 9×10^{-10} s dans notre cas (47).

Des données expérimentales de $A_2 G_2$ pour la source diluée dans l'eau, $A_2 G_2 = -0,185$, ainsi que de la valeur



extrapolée pour une viscosité nulle, $A_2 = -0,187$, on peut déduire la mesure de $G_2(\eta)$, ce qui nous apporte $\lambda_2 = 9 \cdot 10^{-7}$. D'autre part, la valeur généralement admise pour le temps de corrélation τ_c dans l'eau est $\tau_c \neq 10^{-11}$ s et, à partir de l'expression:

$$\lambda = \frac{3}{80} (2\pi \Delta \nu_Q)^2 \cdot \tau_c \cdot \frac{6 [4 I (I + 1) - 7]}{I^2 (I + 1)^2}$$

donnée dans le premier chapitre, nous pouvons déterminer $\Delta \nu_Q$, qui décrit l'interaction du moment quadrupolaire électrique Q avec les champs électriques extérieurs.

Nous obtenons, pour $I = 3/2$, $\Delta \nu_Q = 10^9$ Hz. Le choix de $I = 5/2$ conduirait, de même, à $\Delta \nu_Q = 3 \times 10^9$ Hz.

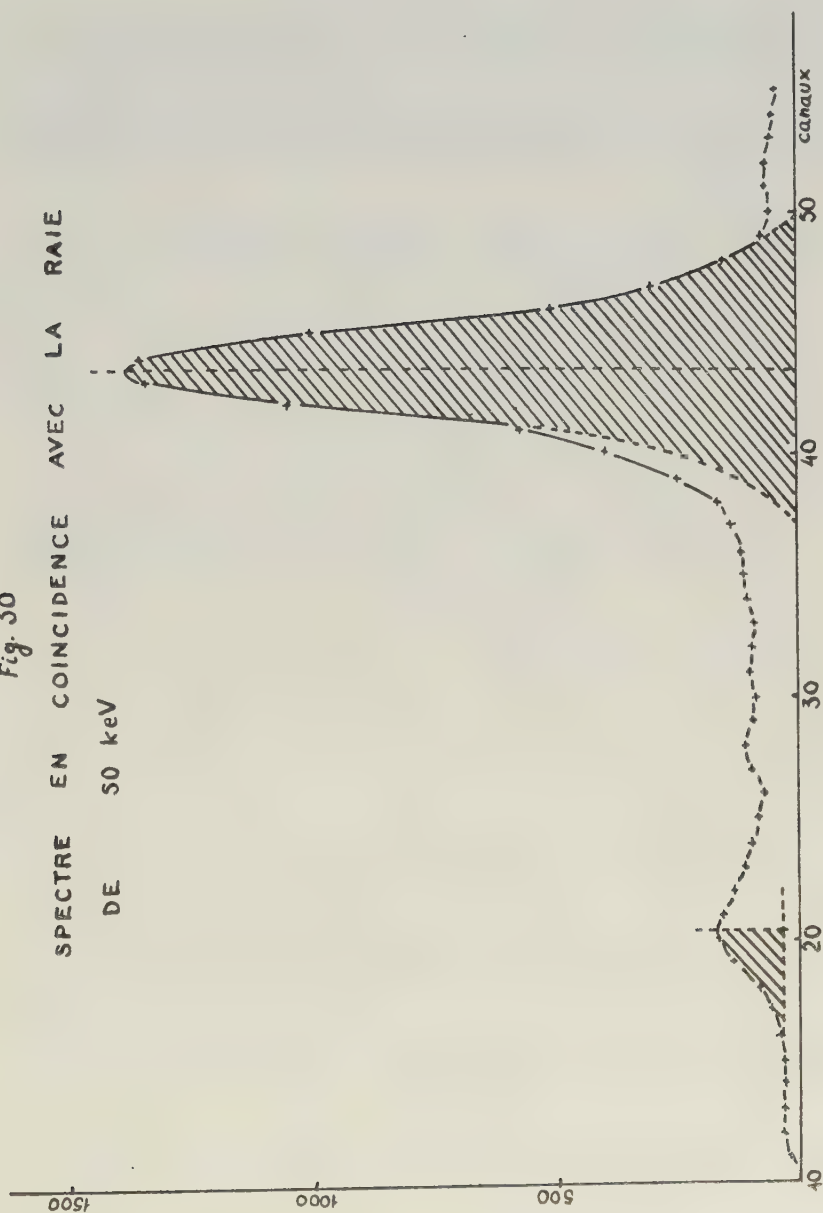
c) *Coefficient de conversion du rayonnement γ de 236 keV.*

Le coefficient de conversion du rayonnement γ de 236 keV a aussi été déterminé. Cela résulte du fait que le spectre obtenu en coïncidence avec le rayonnement de 50 keV présente deux pics (fig. 30): l'un correspond au rayonnement de 236 keV et l'autre au rayonnement X_k . La comparaison entre la surface de ces deux pics, compte tenu de la différence d'efficacité du cristal pour les deux rayonnements d'énergies différentes, nous permet de mesurer le coefficient de conversion du rayonnement de 236 keV. Le coefficient de conversion, α_k , mesuré, est:

$$\alpha_k = 0,06 \pm 0,01$$

Nous remarquons de plus que la corrélation angulaire 50 keV-rayonnement X est isotrope, ce qui est conforme à la théorie.

Fig. 30
SPECTRE EN COINCIDENCE AVEC LA RAIE
DE 50 keV



d) *Discussion des résultats.*

Les tables de Rose (48) donnent comme coefficients théoriques de conversion interne, pour l'énergie de 236 keV, les valeurs:

$$\alpha(E1) = 5 \times 10^{-2} \quad \alpha(E2) = 1,15 \times 10^{-1}$$

$$\beta(M_2) = 4,4 \quad \beta(M1) = 1,3$$

Le coefficient de conversion interne trouvé expérimentalement pour le rayonnement γ de 236 keV ($\alpha_k = 0,06 \pm \pm 0,01$), ainsi que la corrélation angulaire entre les rayonnements γ de 50 keV et 236 keV semblent difficilement compatibles avec une autre multipolarité que $E1 + (M2)$.

Il est possible de déterminer le pourcentage de transition quadrupolaire magnétique à partir du coefficient A_2 de la fonction de corrélation angulaire, pour $\eta = 0$. Ainsi, en admettant une multipolarité $E1 + M2$ pour le rayonnement de 236 keV et une multipolarité E_1 pour le rayonnement de 50 keV, nous aurons la fonction de corrélation angulaire suivante: $(1 + \delta^2) W(\cos \theta) = 1 + \delta^2 - (0,200 + 0,776 \delta) P_2(\cos \theta)$, en utilisant l'expression théorique pour un mélange de rayonnements de multipolarité l et $l+1$ dans un des rayonnements de la cascade.

A partir de l'expression ci-dessus et de l'anisotropie

$$\mathcal{R} = \frac{W(\pi) - W(\pi/2)}{W(\pi)}$$

δ peut être exprimé en fonction du coefficient A_2 de la fonction de corrélation angulaire:

$$A_2 = \frac{-0,200 + 0,776}{1 + \delta^2}$$

Pour $\eta = 0$, nous avons trouvé: $A_2 = -0,187 \pm 0,006$, ce qui entraîne $\delta^2 = \frac{I \gamma (M_2)}{I \gamma (E_1)} = (3,4 \pm 2,6) \times 10^{-4}$.

En ce qui concerne les spins des niveaux envisagés nous pouvons faire les remarques suivantes:

a) Les corrélations angulaires γ - γ en sources liquides de viscosité variable, compte tenu de la nature $E1 + M2$ du rayonnement γ de 236 keV, semblent imposer les valeurs $1/2$ ou $3/2$ pour le spin du niveau de 286 keV du Ra^{223} . Les valeurs $7/2$ ou $9/2$ proposées par Ryshanov (49) semblent inacceptables.

b) Pour ce qui est du niveau de 50 keV, la corrélation angulaire γ - γ est en faveur de la valeur $3/2$, étant donné les caractères $E1 + M2$ du rayonnement γ de 236 keV et $E1$ de celui de 50 keV. Les perturbations des corrélations angulaires s'accordent bien avec cette conclusion.

c) Les mesures de corrélations angulaires ne laissent que deux possibilités pour le niveau fondamental: $3/2$ ou $1/2$.

Dans ces conditions il ne nous reste que les deux hypothèses suivantes:

$$\begin{array}{ccccccc} 3/2 & \longrightarrow & 3/2 & \longrightarrow & 1/2 \\ 1/2 & \longrightarrow & 3/2 & \longrightarrow & 3/2 \end{array}$$

L'étude des niveaux au point de vue bande de rotation a permis à Pilger (43) et à G. Y. Petit (50) de montrer que le spin $1/2$ pour l'état fondamental du Ra^{223} est bien en accord avec une bande de rotation caractérisée par $K = 1/2$, avec $I_o = 1/2$ (41).

d) Les expériences de corrélations angulaires entre les rayonnements γ de 236 keV et 50 keV de désexcitation du

Ra^{223} , et les considérations sur les bandes de rotation limitent à la seule possibilité:

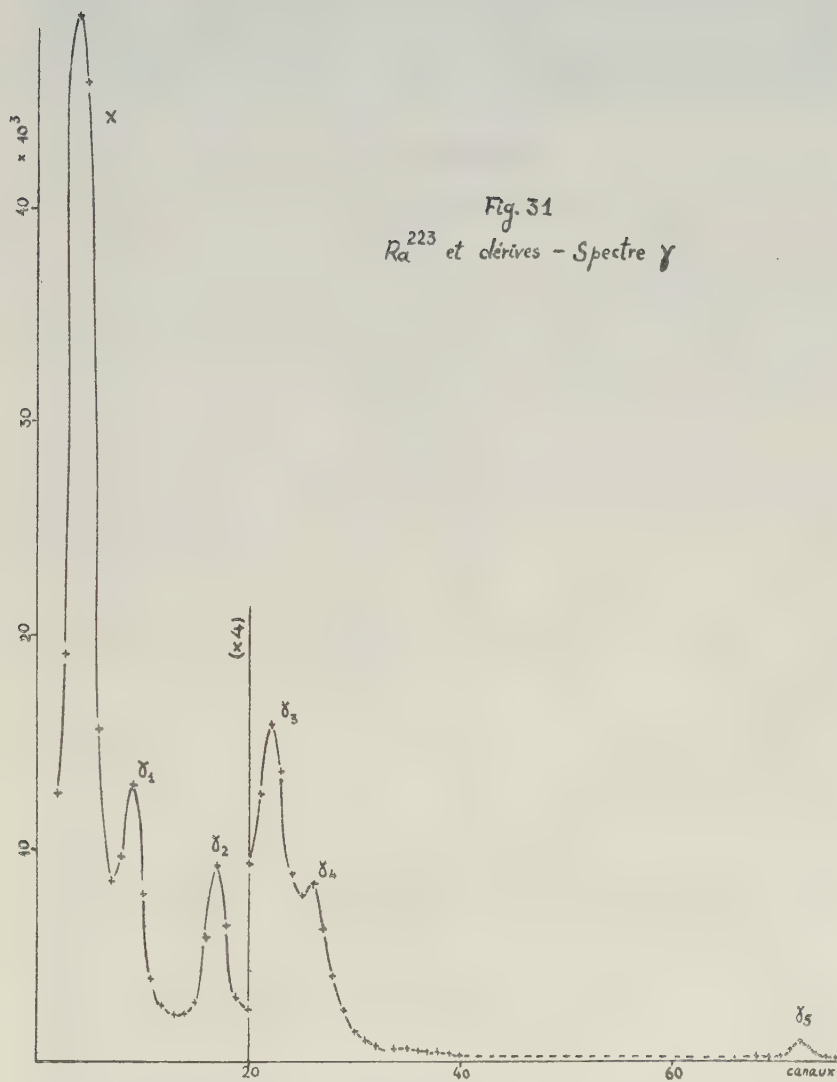
$$3/2 \xrightarrow{236 \text{ keV}} 3/2 \xrightarrow{50 \text{ keV}} 1/2$$

pour les niveaux de 286 keV, 50 keV et fondamental, et permettent de proposer pour le γ de 236 keV une nature, $E1 + M2$ avec $(3,6 \pm 2,4) \times 10^{-4}$ comme rapport d'intensité $(M2)/(E1)$. Ce dernier résultat s'accorde bien avec le coefficient de conversion interne trouvé expérimentalement ($\alpha_k = 0,06 \pm 0,01$).

C) RADIUM-223 (ACTINIUM X) ET DÉRIVÉS.

Nous avons fait des expériences de corrélations angulaires α - γ et γ - γ avec le Ra^{223} et ses descendants, en utilisant les techniques déjà décrites. Dans les sources utilisées, préparées par R. Walen, le Ra^{223} se trouve en équilibre avec ses dérivés. Pour les expériences de corrélations angulaires γ - γ , la source était placée dans un tube cylindrique de verre qui peut se loger dans l'axe de notre spectromètre à coïncidences γ - γ . D'autre part, la source utilisée en corrélations angulaires α - γ , sans matière, était disposée sur un petit disque d'aluminium, l'ensemble étant placé dans notre dispositif de spectroscopie α par jonction à semi-conducteurs (fig. 18). C'est de cette façon que les spectres α et γ de toute la famille ont été obtenus. La fig. 31 donne le spectre direct γ du Ra^{223} et dérivés. Le spectre α est donné par la fig. 19 (chapitre II).

Dans le spectre direct γ , 6 pics ont été obtenus; le plus intense correspond au rayonnement X_k ; les autres sont des pics γ ayant des énergies aux alentours de 150, 270, 345, 405 et 815 keV, respectivement. Il s'agit effectivement de



pics complexes: on y trouve les rayonnements γ produits par l'ensemble des éléments de la famille du Ra^{223} qui ont été étudiés par Pilger (Ra^{223} , Rn^{219} et Bi^{211}) (43) et Surugue (Pb^{211}) (51). — Tableau IV.

TABLEAU IV

Pics (fig. 31)	Energie des pics trouvés (keV)	Rayonnements (keV)	Noyaux pères
γ_1	150	122,2 (2 %)	Ra^{223}
		144,2 (4,1 %)	Ra^{223}
		154,1 (5,5 %)	Ra^{223}
		179,8 (0,5 %)	Ra^{223}
γ_2	270	269 (10 %)	Ra^{223}
		272 (8,6 %)	Rn^{219}
γ_3	345	324 (10 %)	Ra^{223}
		338 (2,8 %)	Ra^{223}
		351 (15 %)	Bi^{211}
		371 (0,45 %)	Ra^{223}
γ_4	405	401 (4,8 %)	Rn^{219}
		404 (6 %)	Pb^{211}
		425 (6 %)	Pb^{211}
		487 (0,3 %)	Pb^{211}
γ_5	815	764 (1 %)	Pb^{211}
		829 (13 %)	Pb^{211}

Nous avons fait une recherche systématique des coïncidences $\gamma - \gamma$: nous avons balayé tout le spectre, par bandes de 40 keV avec le sélecteur d'amplitude à une bande, et nous avons ainsi enregistré sur le sélecteur à 100_c canaux, les spectres de rayonnement γ en coïncidence avec les rayonnements de

chacune de ces bandes. Un seul spectre de coïncidences $\gamma - \gamma$ bien défini a pu être obtenu: celui qui correspond à la coïncidence 425-404 keV de la cascade de rayonnements γ de désexcitation du Bi^{211} , après la désintégration β^- du Pb^{211} . Il en sera question lorsque nous parlerons du Bi^{211} .

1) RADIUM-223 (ACTINIUM X)

Le spectre du Ra^{223} a été étudié par Pilger (43) et Paul et Warhanek (52), soit par spectrométrie magnétique des particules α , soit par spectrométrie magnétique des électrons de conversion, soit encore par spectrométrie de scintillation et par coïncidences $\alpha - \gamma$ et $\gamma - \gamma$.

Le spectre des niveaux de cet élément, d'après ces auteurs, est donné par la fig. 32 (*); on y trouve, à côté de chaque niveau, les facteurs d'interdiction de la transition α correspondante.

Dans le spectre α du Ra^{223} , il y a une raie intense (50%) de 5,712 MeV, dont l'émission conduit à un niveau excité de 159 keV du Rn^{219} ; ce niveau se désexcite par émission γ . Nous avons étudié simultanément les corrélations angulaires des particules α de 5,712 MeV avec tous les rayonnements γ en coïncidences avec ces particules α . Les résultats obtenus pour les différents angles entre les compteurs donnent une corrélation angulaire globalement isotrope.

Ce résultat appelle deux explications possibles: ou, a) le spin de l'état intermédiaire de la cascade est 1/2; ou, b) il s'agit d'une compensation entre les différentes courbes de corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ obtenues simultanément.

(*) Après la rédaction de ce travail, M. R. Walen nous a communiqué un schéma des niveaux plus récents (à paraître dans *Nuclear Physics*).

a) La possibilité d'un spin 1/2 pour l'état intermédiaire de la cascade de désintégration nous a suggéré l'existence possible d'une bande de rotation à partir d'une transition α favorisée, étant donnée la valeur du spin de l'état fondamental du Ra²²³.

Le moment d'inertie et la constante de découplage ayant été calculés à partir des niveaux d'énergie de 159, 270 et

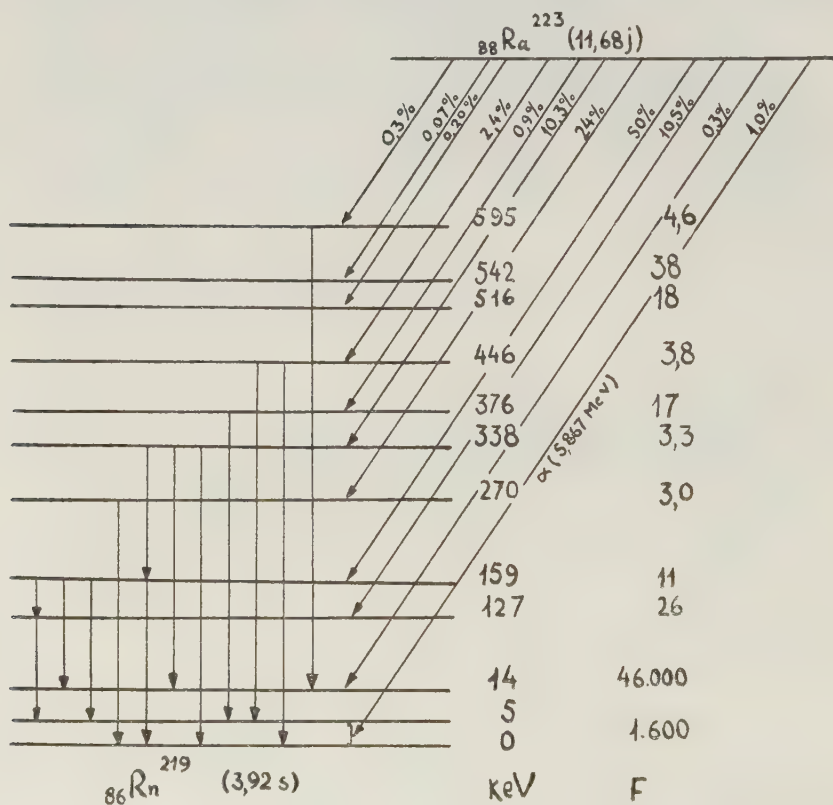


Fig. 32

338 keV, cette hypothèse a pu être mise en évidence à partir de la formule générale:

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \left[I(I+1) - K(K+1) + (-1)^{I+1/2} \cdot a \cdot \left(I + \frac{1}{2} \right) \right]$$

où K est supposé égal à $1/2$.

Nous obtenons $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} = 27,6$ et $a = 0,51$.

En utilisant de nouveau cette formule (le spin étant alors $7/2$) nous obtenons l'énergie de 469 keV, ce qui correspond à un niveau de $469 + 159 = 628$ keV, incompatible avec le spectre connu des valeurs expérimentales.

L'hypothèse d'une telle bande de rotation, avec $K = 1/2$, à partir du niveau de 159 keV ne semble pas pouvoir être retenue.

Le plus faible facteur d'interdiction est d'ailleurs relatif à la transition α qui conduit au niveau de 270 keV, le facteur d'interdiction étant égal à 3,0; il est possible que ce niveau soit le niveau de base d'une bande de rotation correspondant à l'émission α favorisée.

Cette hypothèse a été essayée, et nous apporte une bande de rotation dont les valeurs calculées par les énergies ne diffèrent de celles données par l'expérience que de 4%; l'introduction d'un terme correctif en $I^2(I+1)^2$, conduit à un accord à 2% près (tableau v).

TABLEAU V

	$\hbar^2/2\mathcal{I}$	a	$1/2$	$3/2$	$5/2$	$7/2$	$9/2$
Théorique en $I(I+1)$	16,6	0,54	270	(338)	(376)	562	620
Théorique en $\alpha I(I+1) + \beta I^2(I+1)^2$	17,3	0,50	270	(338)	(376)	542	606
Expérimental	—	—	270	338	376	542	595

b) Le rayonnement α de 5,712 MeV est en coïncidence avec les γ suivants: 31, 144, 154 et 159 keV. D'autre part, cette transition α est, dans nos conditions expérimentales, difficilement séparable de celle de 5,742 MeV, laquelle est en coïncidence avec le γ de 122 keV; ce rayonnement se retrouve aussi en cascade avec celui de 31 keV.

Le sélecteur à 100 canaux, étant donné la résolution du détecteur, ne sépare pas les coïncidences dues à chacun de ces rayonnements γ . Une raie vraisemblablement complexe a été obtenue, sur le spectre en coïncidences, dans nos expériences de corrélations angulaires, aux alentours de 150 keV. La petite différence d'énergie entre les rayonnements γ en coïncidences avec les particules α , dans la région de 150 keV, rend très difficile et douteuse la décomposition du spectre complexe. Dans ces conditions, cette méthode ne permet pas de déterminer la valeur du spin correspondant au niveau de 159 keV du Rn^{219} .

2) RADON-219 (ACTINON)

Le Rn^{219} a été étudié en spectroscopie magnétique des particules α par Rosenblum, Guillot et Perey (53) ainsi que par Pilger (43). D'autre part, les rayonnements γ de désexcitation du Po^{215} ont fait l'objet des recherches de Frilley (46) par spectrométrie cristalline, tandis que Surugue (54) et, plus récemment Pilger (43) étudiaient la spectrométrie des électrons de conversion. Le spectre de cet élément correspond à la fig. 33.

La transition α la plus favorisée ($F = 3,9$) est, dans ce cas, celle qui correspond au niveau excité d'énergie le plus élevé.

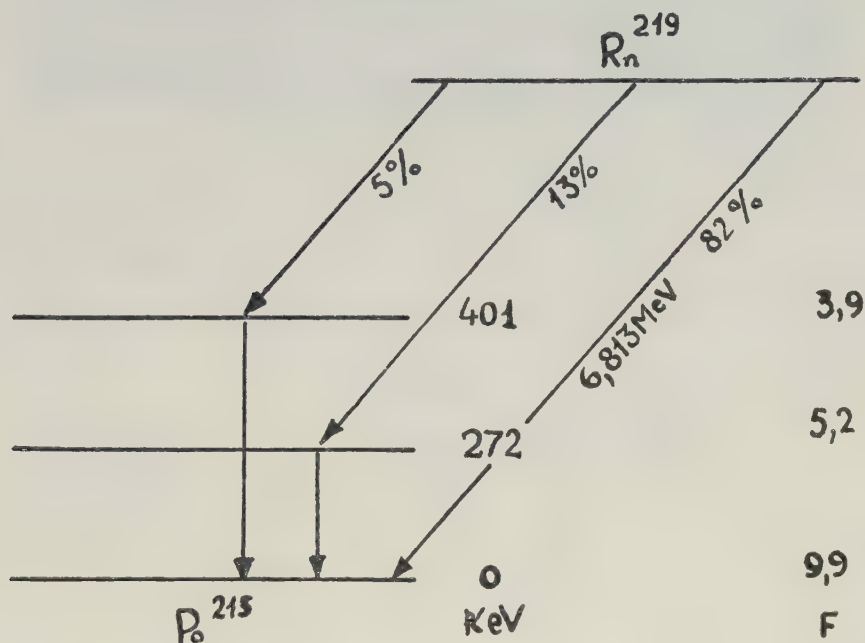


Fig. 33

Nous avons réalisé des expériences de corrélations angulaires $\alpha - \gamma$, en fixant la bande du sélecteur d'amplitude de la voie α de façon à ne laisser passer que les impulsions correspondant aux particules α de 6,419 et 6,547 MeV (Rn^{219}) et celles de 6,272 MeV (Bi^{211}). En effet, la différence d'énergie des rayonnements γ en coïncidence avec ces particules α permet de déterminer, dans ce cas, les trois spectres sur le sélecteur d'amplitude à 100 canaux.

Nous donnons, dans la fig. 34, un des spectres en coïncidence et la décomposition envisagée pour les trois raies qui nous occupent.

Nous discuterons dans ce paragraphe les résultats obtenus pour le Rn^{219} . Plus loin nous parlerons du Bi^{211} .

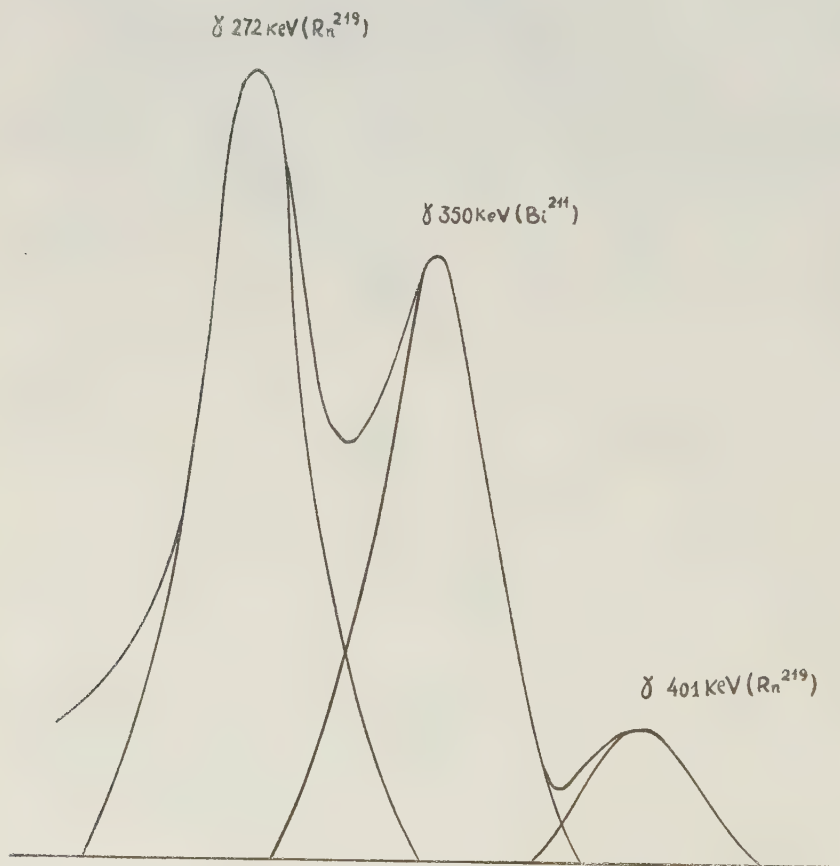


Fig. 34

La fig. 35 représente les résultats expérimentaux pour les deux cascades $\alpha - \gamma$ étudiées dans le Rn^{219} . Chaque point représente la surface du pic correspondant, enregistré dans le sélecteur d'amplitude à 100 canaux.

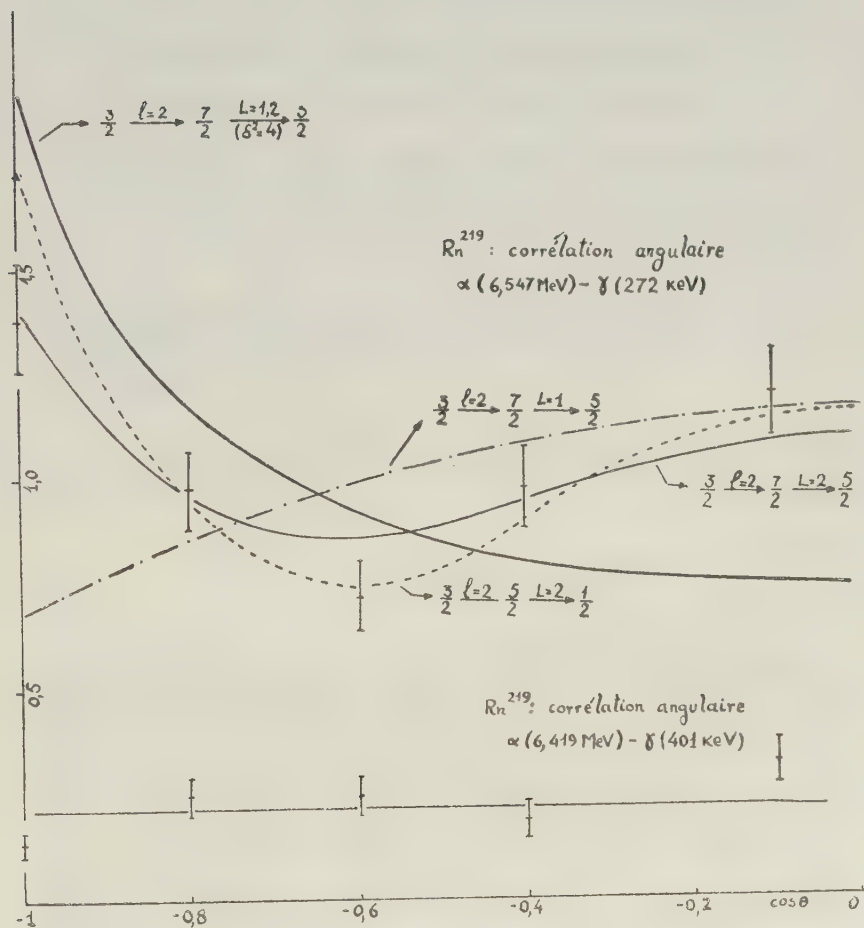


Fig. 35

a) *Corrélation angulaire α (6,547) MeV — γ (272 keV)*

Les fonctions de corrélations angulaires compatibles avec les points trouvés expérimentalement ont été calculées.

Elles sont:

$$a) W(\cos \theta) = 1,202 - 2,320 \cos^2 \theta + 2,860 \cos^4 \theta$$

$$b) W(\cos \theta) = 1,202 - 2,321 \cos^2 \theta + 2,856 \cos^4 \theta$$

$$c) W(\cos \theta) = 1,092 - 1,172 \cos^2 \theta + 1,495 \cos^4 \theta$$

$$d) W(\cos \theta) = 1,143 - 2,142 \cos^2 \theta + 2,856 \cos^4 \theta$$

Elles correspondent aux cascades de désintégration:

$$a) \frac{1}{2} \xrightarrow{l=3} \frac{7}{2} \xrightarrow{L=2} \frac{5}{2}$$

$$b) \frac{1}{2} \xrightarrow{l=4} \frac{7}{2} \xrightarrow{L=2} \frac{5}{2}$$

$$c) \frac{3}{2} \xrightarrow{l=2} \frac{7}{2} \xrightarrow{L=2} \frac{5}{2}$$

$$d) \frac{3}{2} \xrightarrow{l=2} \frac{5}{2} \xrightarrow{L=2} \frac{1}{2}$$

Si on admet pour moment angulaire total de l'état fondamental du Rn^{219} la valeur $\frac{3}{2}$ (33), nous réduisons les hypothèses à deux (c et d). En ce qui concerne le Po^{215} , on peut expliquer raisonnablement le spin de l'état fondamental. En effet, il y a, dans cet élément, cinq neutrons autour de la couche fermée, $N = 126$; si le noyau est totalement sphérique ils appartiennent à la couche $g \frac{9}{2}$. Si nous admettons, pour le noyau du Po^{215} une déformation, δ , faible, de l'ordre de 0,05, nous trouvons, d'après les diagrammes de Nilsson (55) (56), un spin égal à $\frac{1}{2} +$ ou $\frac{5}{2} +$; pour une déformation

plus importante, de l'ordre de 0,1, le spin sera $1/2$ —. Il nous reste toujours les deux hypothèses suivantes:

$$c) \quad 3/2 \xrightarrow{l=2} 7/2 \xrightarrow{L=2} 5/2$$

$$d) \quad 3/2 \xrightarrow{l=2} 5/2 \xrightarrow{L=2} 1/2$$

Pilger (43) a attribué une nature $E2 + M1$ au rayonnement γ de 272 keV, d'après les mesures des coefficients de conversion K et L , et on trouve le rapport l'intensité, $\delta^2 = \frac{I(E2)}{I(M1)} = 4$. Il s'agit donc de savoir si notre courbe de corrélations angulaires est compatible avec l'hypothèse d'un tel mélange.

La cascade $3/2 \xrightarrow{l=2} 7/2 \xrightarrow{L=1} 5/2$ conduit à une fonction théorique:

$$W(\cos \theta) = 1,153 - 0,459 \cos^2 \theta$$

Pour un mélange de rayonnement γ de multipolarité $L=1$ et $L'=2$, nous aurons ainsi:

$$(1 + \delta^2) W(\cos \theta) = 1,153 + 1,092 \delta^2 - 0,888 \delta - (0,459 + 1,172 \delta^2 - 2,663 \delta) \cos^2 \theta + 1,495 \delta^2 \cos^4 \theta$$

pour $\delta^2 = 4$, nous avons:

$$(1 + \delta^2) W(\cos \theta) = 3,745 + 0,179 \cos^2 \theta + 5,98 \cos^4 \theta$$

Dans la fig. 35, nous avons représenté les courbes théoriques correspondant à ce mélange et aux trois cascades de rayonnements purs envisagées ci-dessus.

On voit que ce mélange de rayonnements, prévu d'après les mesures de Pilger, ne permet pas d'obtenir une courbe se rapprochant de celle qui a été obtenue expérimentalement. Pour d'autres mélanges, que nous avons calculé, le comportement des courbes n'est pas plus satisfaisant; ainsi, pour $\delta < 0,2$, nous avons des courbes monotones décroissantes pour les valeurs de $\cos \theta$ entre 0 et -1 , tandis que pour $\delta > 0,2$ les courbes sont monotones croissantes. Nous concluons qu'aucun mélange ne permet d'obtenir une courbe compatible avec nos résultats expérimentaux. De même, pour des valeurs négatives de δ .

Il ne nous reste alors que la possibilité d'admettre la valeur $1/2$ pour le spin de l'état fondamental du Po^{215} , et la valeur $5/2$ pour le spin du premier état excité, le moment angulaire emporté pour les particules α de 6,547 MeV ainsi que la multipolarité des rayonnements γ de 272 keV ayant, dans ces conditions, la valeur 2.

b) Corrélation angulaire α (6,419 MeV) — γ (401 keV)

La corrélation angulaire est isotrope, compte tenu des erreurs expérimentales. Cette isotropie est compatible, soit avec un spin $1/2$ pour le niveau de 401 keV, soit avec un spin $3/2$ et une parité égale à celle de l'état fondamental du Rn^{219} , quelle que soit la nature du rayonnement γ de désexcitation du niveau de 401 keV et le spin de l'état fondamental.

Le moment angulaire total égal à $3/2$ pour le niveau de 401 keV est en accord avec une transition α favorisée (facteur d'interdiction égal à 3,9), étant donné la valeur du moment angulaire total admis pour le niveau fondamental du Rn^{219} .

3) PLOMB-211 (ACTINIUM B)

La désintégration β^- du Pb^{211} , étudié par Sargent (57), conduit à quatre niveaux excités du Bi^{211} . Les travaux de Surugue (51), de Paul et Warhanek (52) et de N. Marty (58) sur le spectre γ , ont été interprétés à partir du schéma de niveaux donné par la fig. 36.

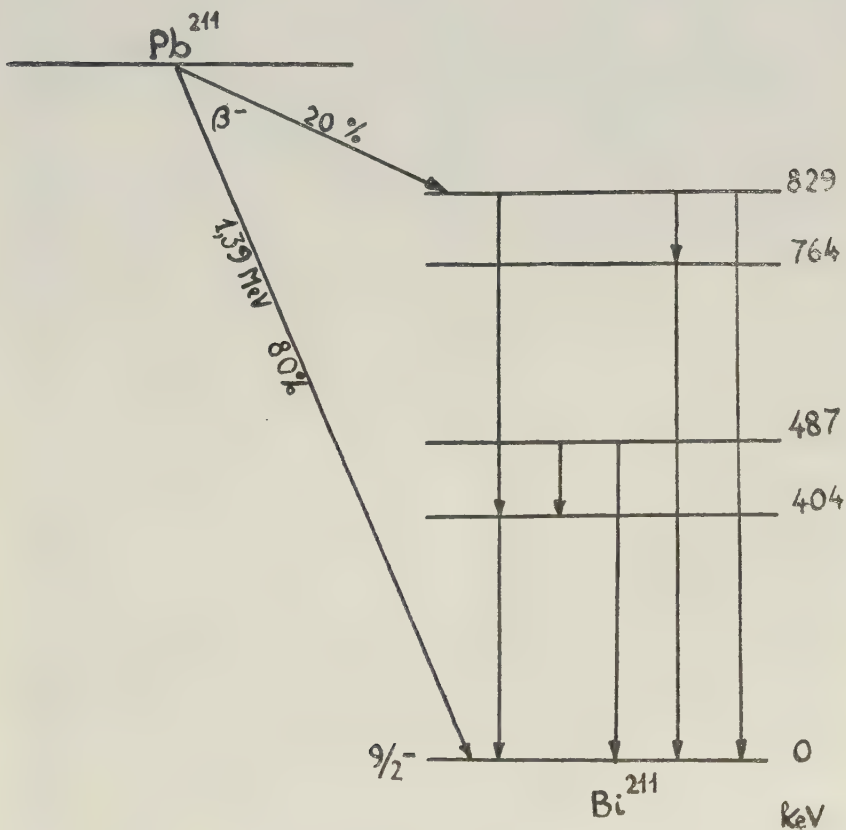


Fig. 36

Dans les rayonnements γ de désexcitation du Bi^{211} , une cascade émerge: celle des rayonnements 425-404 keV. Nous nous sommes attachés à l'étude de cette cascade par corrélations angulaires γ - γ , et nous avons essayé de déterminer la période du niveau intermédiaire.

a) Période du niveau de 404 keV:

Au moyen du spectromètre γ - γ à coïncidences lentes-rapides, nous avons déterminé la période de ce niveau. La fig. 37 représente la courbe des coïncidences.

Pour obtenir la «courbe prompte», une source de Na^{22} travaillant dans les mêmes conditions a été utilisée (chapitre II). On obtient:

$$T_{1/2} = (1,1 \pm 0,1) \times 10^{-9} \text{ s}$$

b) Corrélation angulaire γ (425 keV) — γ (404 keV):

La fig. 38, où chaque point représente une moyenne de cinq expériences réalisées dans des conditions identiques, traduit les résultats expérimentaux qui concernent cette corrélation angulaire. D'autre part, la fig. 39 représente un des spectres de coïncidences obtenu, pour cette expérience, dans le sélecteur d'amplitude à 100 canaux; des écrans de plomb de 0,7 mm d'épaisseur ont été placés sur les cristaux pour affaiblir fortement les rayonnements X et γ de faible énergie émis par toute la famille de l'actinium X.

Le spin et la parité de l'état fondamental du Bi^{211} étant $9/2^-$, nous avons pu calculer les fonctions de corrélations angulaires théoriques compatibles avec la courbe donnée par l'expérience.

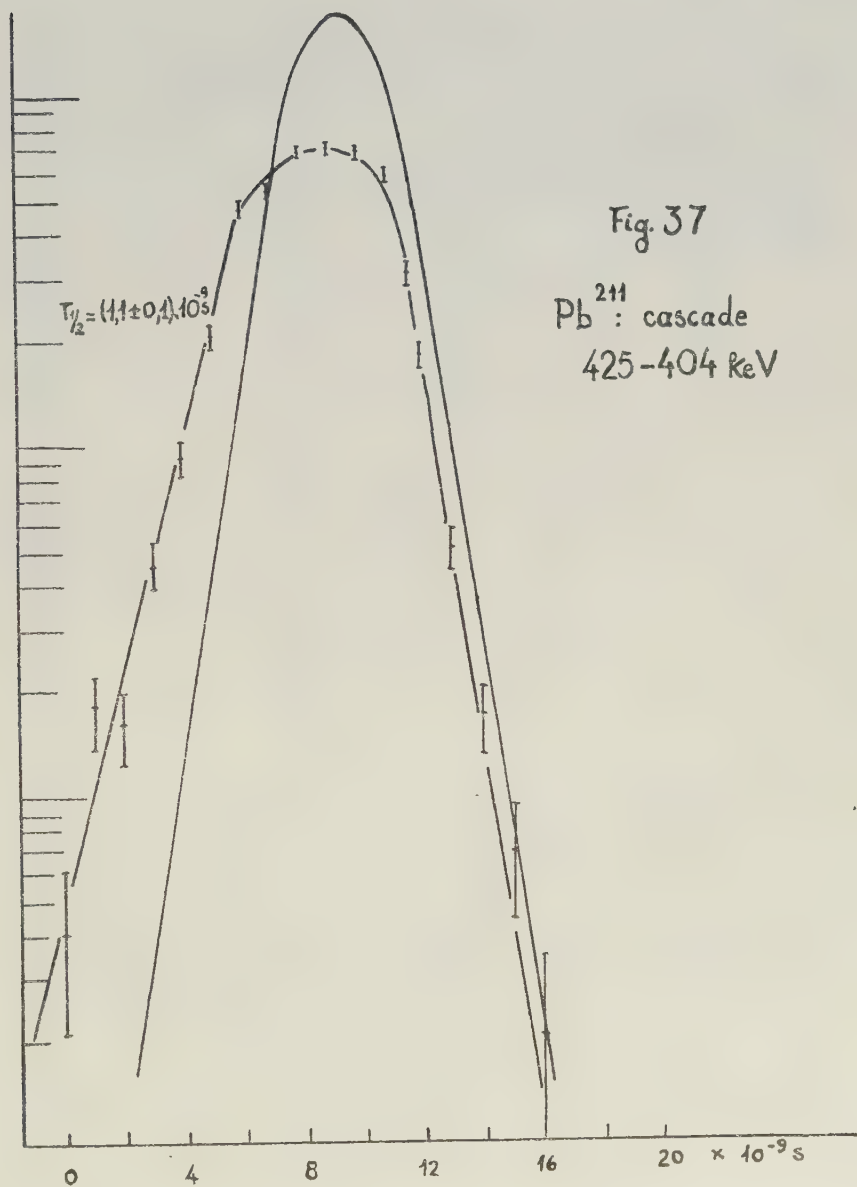
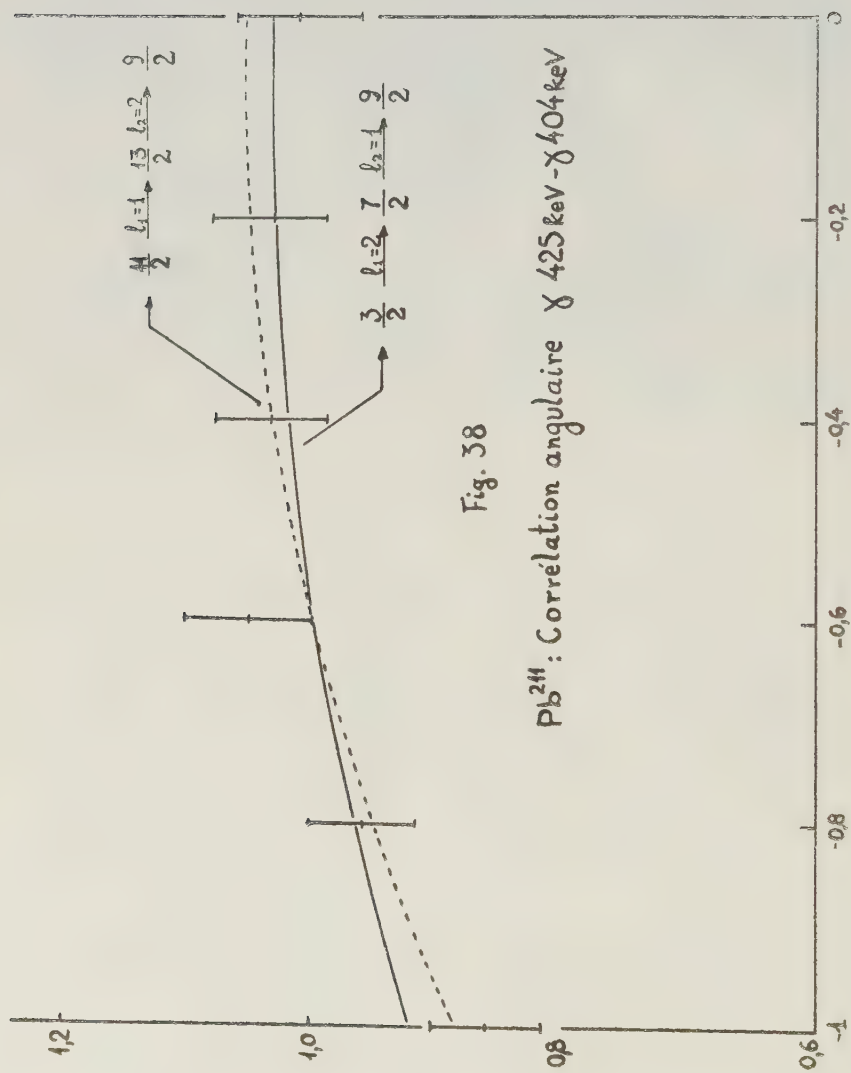
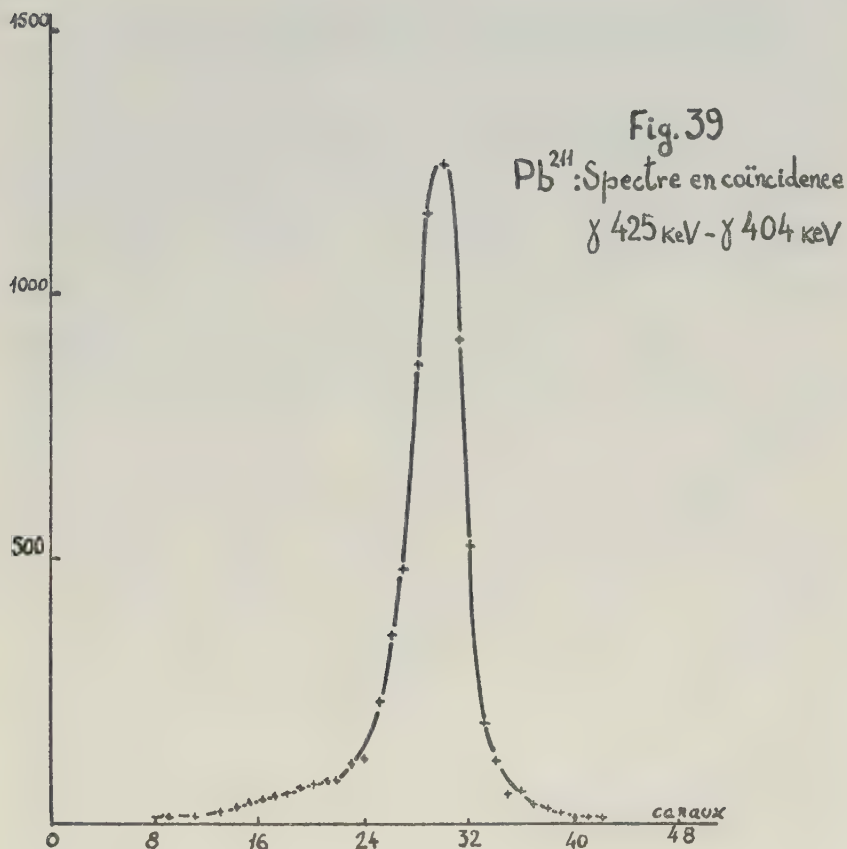


Fig. 37

Pb^{211} : cascade
425-404 keV





Sur la fig. 38 nous avons tracé les deux courbes qui s'accordent mieux avec les valeurs expérimentales et dont les équations sont les suivantes:

$$a) W(\cos \theta) = 1,036 - 0,107 \cos^2 \theta$$

$$b) W(\cos \theta) = 1,055 - 0,165 \cos^2 \theta$$

Les cascades de spins correspondantes seront alors:

$$\begin{array}{l} a) \quad 3/2 \xrightarrow{l_1=2} 7/2 \xrightarrow{l_2=1} 9/2 \\ b) \quad 11/2 \xrightarrow{l_1=1} 13/2 \xrightarrow{l_2=2} 9/2 \end{array}$$

Or, le Bi^{211} est un noyau voisin des couches fermées, étant donné qu'il a 128 neutrons et 83 protons, soit deux neutrons et un proton de plus que les «nombres magiques» 126 et 82.

La première cascade concorde avec la classification de Klinkenberg (3) qui prévoit les niveaux $h^{9/2}$ et $f^{7/2}$, pour les protons, immédiatement après la couche fermée 82. D'autre part, selon le schéma de Nilsson (55) (56) et pour une déformation $\delta = 0$, nous avons, après le niveau $h^{9/2}$, le niveau $i^{13/2}$, en accord avec la deuxième cascade proposée.

En outre, la période du niveau intermédiaire de la cascade est, d'après nos mesures, de l'ordre de 10^{-9} s. Dans cette bande d'énergies et pour ce nombre atomique, la période déterminée s'ajuste aux valeurs calculées pour un rayonnement $E2$ (59). Un $M1$ a une période beaucoup plus petite (de l'ordre de 10^{-12} s) et un $M2$ une période de l'ordre de 10^{-7} s. Mais, étant donné qu'il y a un changement de parité entre le niveau $i^{13/2}$ et $h^{9/2}$, il n'est pas possible d'admettre une nature $E2$ pour le rayonnement de 404 keV. Par contre, entre les niveaux $f^{7/2}$ et $h^{9/2}$, il n'y a pas changement de parité. Il faut admettre, pour le rayonnement de 404 keV, une nature $M1$ et le spin et la parité $7/2^-$ — pour le niveau de cette énergie; le niveau de 829 keV ayant alors le spin $3/2^-$.

4) BISMUTH-211 (ACTINIUM C)

Dans l'expérience de corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ avec avec les cascades provenant du Rn^{219} , les coïncidences correspondant à la cascade α (6,272 MeV) — γ (350 keV) de la désintégration du Bi^{211} ont été également obtenues. Une corrélation angulaire isotrope, à 10 % près, a été observée, ce qui confirme les résultats expérimentaux donnés par Gorodétzky, Gallman, Knipper et Armbruster (60) ainsi que par G. Y Petit (33).

Le schéma de désintégration du Bi^{211} , proposé par Perlman et Rasmussen (61) est donné par la fig. 40, où on ne trouve pas de facteurs d'interdiction voisins de l'unité.

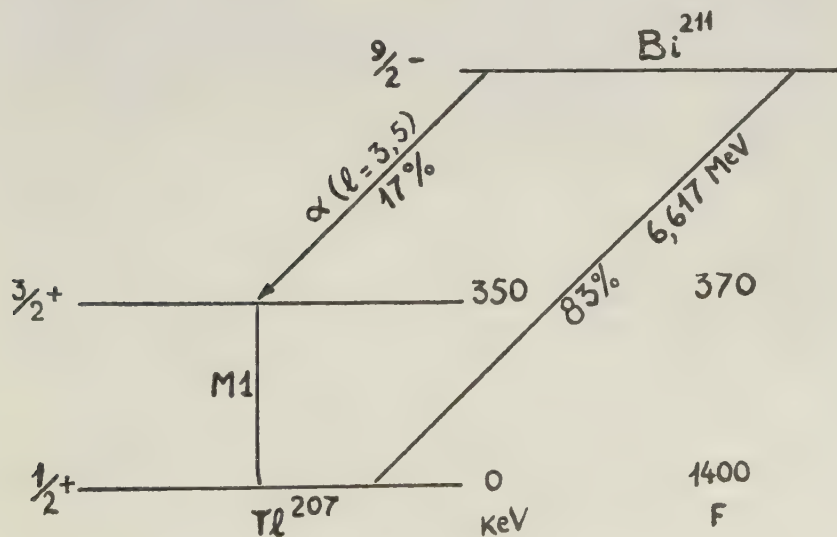


Fig. 40

Les premiers auteurs cités ci-dessus ont proposé le renversement des spins, pour les états du Tl^{207} , pour expliquer l'isotropie trouvée pour la corrélation angulaire $\alpha - \gamma$.

Cependant, G. Y Petit (33) a montré que la corrélation angulaire isotrope est aussi expliquée, avec la cascade de spins donnée, en admettant, pour les particules α , un mélange ayant les moments angulaires $l = 5$ (4 %) et $l = 3$ (96 %), et pour le rayonnement de 350 keV une nature $M1$.

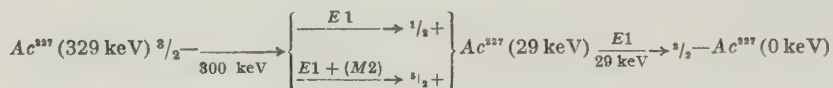
RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Nous avons étudié, pour ce qui est des coïncidences et corrélations angulaires γ - γ et α - γ , des rayonnements émis par les éléments suivants: Pa^{231} , Th^{227} (*Ra Ac*), Ra^{223} (*Ac X*), Rn^{219} (*An*), Pb^{211} (*Ac B*) et Bi^{211} (*Ac C*). Ces éléments se placent, en ce qui concerne les déformations des noyaux, dans une zone de transition entre les noyaux totalement sphériques et les noyaux avec des déformations permanentes stables.

Pour les corrélations angulaires γ - γ , un spectromètre à coïncidences lentes-rapides a été utilisé. Pour ce qui est de la détection des particules α , dans les expériences de corrélations angulaires α - γ , nous avons utilisé une jonction à semi-conducteurs.

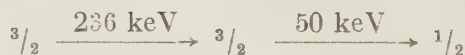
PROTACTINIUM-231. Nous avons mesuré à nouveau la période du niveau excité de 29 keV du Ac^{227} , ayant trouvé la valeur $T\ 1/2 = (4,2 \pm 0,1) \times 10^{-8}$ s. La corrélation angulaire entre les rayonnements de la cascade 300-29 keV a été étudiée, en faisant varier le retard entre les deux voies de coïncidences rapides, de façon à essayer de détecter son éventuelle atténuation. En tenant compte de la valeur du moment angulaire total et de la parité du Ac^{227} , et de la nature du rayonnement

de 29 keV, déjà connus, les résultats de ces expériences ne laissent que les deux possibilités suivantes:



THORIUM-227 (RADIOACTINIUM). — Dans cet élément nos recherches concernent la cascade de rayonnements γ 236-50 keV. Une détermination de la nature du rayonnement de 236 keV et des moments angulaires totaux des niveaux intéressés (286, 50 et 0 keV du Ra^{223}) a été entreprise à l'aide de l'étude des corrélations angulaires entre les rayonnements: soit en source solide, soit en sources liquides de différentes viscosités, ce qui nous a permis de connaître la variation de l'anisotropie des corrélations angulaires. Le coefficient de conversion du rayonnement γ de 236 keV a été aussi mesuré.

Le Ra^{223} est considéré comme un noyau d'une région intermédiaire de déformation, dans laquelle commence à intervenir des bandes de rotation. Une de ces bandes a pu être décelée à partir du niveau fondamental. Ce résultat et ceux de nos expériences limitent la cascade de spins à la seule possibilité:

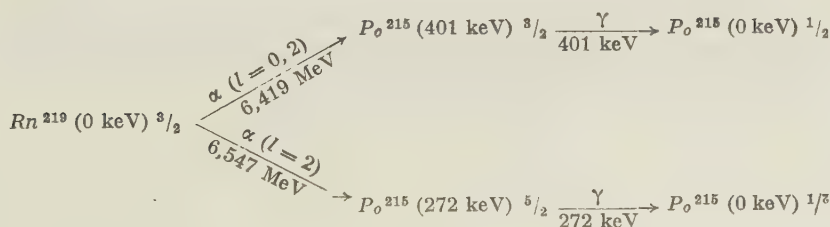


pour le Ra^{223} , dans les trois niveaux envisagés. La nature du rayonnement de 236 keV a pu être déterminée: il s'agit d'un rayonnement de nature $E1 + M2$, où le rapport d'intensité ($M2/E1$) est $(3,6 \pm 2,4) \times 10^{-4}$, ce qui justifie le coefficient de conversion interne que nous avons mesuré pour ce rayonnement $\alpha_k = 0,06 \pm 0,01$.

RADIUM-223. — La corrélation angulaire des particules α d'énergie 5,712 MeV avec les rayonnements γ de désexcitation du niveau de 159 keV du Rn^{219} a été étudiée. La résolution en énergie de l'installation dont on dispose n'a pas permis de séparer les raies complexes obtenues dans les spectres en coïncidences et, dans ces conditions, il n'a pas été possible de déterminer la valeur du spin correspondant au niveau de 159 keV. Cette détermination sera peut-être possible à partir d'expériences de corrélations angulaires $\alpha - e^-$, en utilisant une jonction à semi-conducteurs dans la détection des particules α et des méthodes de spectrométrie magnétique pour les électrons de conversion.

Le Rn^{219} est aussi un noyau d'une région intermédiaire de déformation. Nous avons cherché à déterminer si le niveau de 270 keV (facteur d'interdiction égal à 3,0) ne constituait pas la base d'une bande de rotation à partir d'une transition α favorisée. L'emploi d'un terme correctif capable de rendre compte des interactions rotation-vibration suggère l'existence d'une telle bande de rotation, vu que les valeurs calculées concordent avec les données expérimentales à 2% près.

RADON-219 (ACTINON). — Nos expériences de corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ permettent de proposer les cascades de désintégration suivantes:



Le moment angulaire total $1/2$ pour l'état fondamental du Po^{215} s'accorde bien avec les courbes de *Nillson*, pour une déformation qui commence à devenir importante.

PLOMB-211 (ACTINIUM B). — Les expériences de corrélations angulaires $\gamma - \gamma$ avec la cascade 425-404 keV de désexcitation du Bi^{211} , s'accordent avec la cascade de spins:

$$3/2 \xrightarrow{\gamma \quad l_1 = 2} 7/2 \xrightarrow{\gamma \quad l_2 = 1} 9/2$$

Ce résultat est en accord avec la classification de Klinkenberg pour les noyaux sphériques.

La période du niveau excité de 404 keV a été mesuré.

BISMUTH-211 (ACTINIUM C). — Nos expériences de corrélations angulaires α (6,272 MeV) — γ (350 keV) confirment l'existence d'une corrélation angulaire isotrope, la cascade de spin étant:

$$\text{Bi}^{211} (0 \text{ keV}) 9/2 \xrightarrow[\alpha \quad (l=3, 5) \quad 6,272 \text{ MeV}]{} \text{Tl}^{207} (350 \text{ keV}) 3/2 + \xrightarrow[M \quad 1 \quad 350 \text{ keV}]{} \text{Tl}^{207} (0 \text{ keV}) 1/2 +$$

Le Tl^{207} est aussi un noyau près des couches fermées. Les facteurs d'interdiction sont, pour ces niveaux, très élevés. Il n'y a pas ici de bandes de rotation.

Ce travail a été réalisé pendant un stage au Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Paris.

Nous sommes heureux d'avoir cette opportunité d'exprimer notre reconnaissance à Monsieur le Professeur Jean TEILLAC, qui a bien voulu nous accueillir dans son laboratoire et qui a toujours accordé un intérêt bienveillant à notre travail.

Monsieur Georges Y. PETIT, Maître de conférences à l'Université de Bordeaux, nous a suggéré cette ligne de recherches et nous a fait profiter de son expérience. Nous le remercions bien chaleureusement.

Nous voulons aussi remercier Monsieur R. FOUCHER, dont l'amicale collaboration nous a été très utile.

Enfin, nous tenons à souligner que c'est grâce à une bourse du Conseil des Recherches Scientifiques d'Outre-Mer — Portugal (Junta de Investigações do Ultramar) que ce travail a pu être entrepris.

BIBLIOGRAPHIE

- 1) MAYER, M. — *Phys. Rev.*, **78**, 16, 1950.
- 2) HAXEL, O., JENSEN, J. H., et SUESS, H. E. — *Zeite. f. Physik*, **123**, 295, 1950.
- 3) PRYCE M. H. — *Proc. Phys. Soc. (London)*, **65**, 773, 1952.
- 4) KLINKENBERG, P. F. — *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 63, 1952.
- 5) BOHR, A., et MOTTELSON, B. — *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **27** (N.° 16), 1953.
- 6) RAINWATER J. — *Phys. Rev.*, **79**, 432, 1950.
- 7) BOHR et MOTTELSON B. — *Beta-and Gamma-Ray Spectroscopy*. Amsterdam 1955 — chap. XVII.
- 8) BOHR et MOTTELSON B. — *Dan Mat. Fys. Medd.*, **30** (N.° 1), 1955.
- 9) BOHR, A., FROMAN, P. O., et MOTTELSON, B. — *Dan. Mat., Fys. Medd.* **29** (N.° 10), 1955.
- 10) FROMAN, P. O. — *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk*, **1** (N.° 3), 1957.
- 11) LANE, A. M. — *C. R. Congrès Int. Phys. Nucléaire*. Paris, Juillet, 1958.
- 12) ALAGA, G., ALDER, K. BOHR, A., et MOTTELSON, B. — *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **29** (N.° 9), 1955.
- 13) CHUPP, E. L., DU MOND, J. W., GORDON, F. J., JONSON, R. C., et MARK, M. — *Phys. Rev.*, **112**, 518, 1958.
- 14) DAVYDOV, A. S., et FILIPPOV, G. F. — *Nucl. Physics*, **8**, 237, 1958.
- 15) JEAN, M. — *J. Phys. Rad.*, **21**, 416, 1960.
- 16) DUNWORTH, J. V. — *Rev. Sci. Inst.*, **11**, 167, 1940.
- 17) HAMILTON, D. R. — *Phys. Rev.*, **58**, 122, 1940.
- 18) BIEDENHARN, L. C., et ROSE, M. E. — *Rev. Mod. Phys.*, **25**, 729, 1953.
- 19) DEVONS, S. — *Handbuch der Physick*, **42**, Berlin, 1957.
- 20) FRAUENFELDER, H. — *An. Rev. Nucl. Sci.*, **2**, 129, 1953.
- 21) FRAUENFELDER, H. — *Beta-and Gamma-Ray Spectroscopy*. Amsterdam, 1955, p. 531.
- 22) DEUTSCH, M. — *Rep. Prog. Phys.*, **14**, 196, 1951.
- 23) LLOYD, S. P. — *Phys. Rev.*, **83**, 716, 1951.
- 24) LING, D. S., et FALKOFF, D. L. — *Phys. Rev.*, **76**, 1639, 1949.
- 25) ABRAGHAM, A., et POUND, R. V. — *Phys. Rev.*, **92**, 943, 1953.
- 26) STEFFEN, R. M. — *Advances in Phys.*, **4**, 294, 1955.
- 27) VALLADAS, G. — *J. Phys. Rad.*, **12**, 53A, 1951.
- 28) VARTAPETIAN, H. — *Thèse de Doctorat*. Paris, 1958.
- 29) FRIEDLAND, S. S., MAYER, J. W., et WIGGINS, J. S. — *Nucleonics* **18** (2), 54, 1960.

- 30) SCINTILLATION COUNTER SYMPOSIUM — *Nucleonics*, **18** (5), 98, 1960.
- 31) CHETHMAN-STRODE, A., TARRANT, J. R., et SILVA, R. J. — *I R E Trans. Nucl. Sci. (U. S. A.)* — **NS 8**, 59, 1961.
- 32) ENGELKEMEIR, D. W., et MAGNUSSEN, L. B. — *Rev. Sci. Instr.*, **26**, 295, 1955.
- 33) PETIT, G. Y. — *Thèse de Doctorat*, Paris, 1959.
- 34) VALLADAS G., TEILLAC, J., FALK VAIRANT, P., et BENOIST, P. — *J. Phys. Rad.*, **16**, 123, 1955.
- 35) HUMMEL, J. P., ASARO, F., et PERLMAN. — *Phys. Rev.*, **98**, 261-A, 1955.
- 36) HUMMEL, J. P. — *Ph. D. Thesis* — University of California, 1956.
- 37) TEILLAC, J., RIOU, M., et DESNEIGES, P. — *C. R. Ac. Sci. Paris*, **237**, 41, 1953.
- 38) FOUCHER, R., DICK, L., PERRIN, N., et VARTAPETIAN, H. — *J. Phys. Rad.*, **17**, 581, 1956.
- 39) FALK-VAIRANT, P. — *Thèse de Doctorat*. Paris, 1954.
- 40) STROMINGER, D.; HOLLANDER, J.M., et SEABORG, G. T. — *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 814, 1958.
- 41) GIL, F. B., FOUCHER, R., et PETIT, G. Y. — Article à paraître dans *J. Phys. Rad.*
- 42) FRILEY, M., ROSENBLUM, S., VALADARES, M., et BOUSSIÈRES, G. — *J. Phys. Rad.*, **15**, 45, 1954.
- 43) PILGER, R. — *Ph. D. Thesis* — University of California, 1957.
- 44) VARTAPETIAN, H. — *C. R. Ac. Sci. Paris*, **246**, 1680, 1958.
- 45) HYDE, E. K. — *Phys. Rev.*, **94**, 1221, 1954.
- 46) FRILEY, M. — *J. Phys. Rad.*, **1**, 34, 1940.
- 47) FOUCHER, R. — *C. R. Ac. Sci. Paris*, **249**, 2310, 1959.
- 48) ROSE, M. E. — *Internal Conversion Coefficients*, 1958.
- 49) RYSHANOV, S. G. — *J. E. T. P. SSSR*, **36**, 656, 1959.
- 50) PETIT, G. Y. — *J. Phys. Rad*, **21**, 447, 1960.
- 51) SURUGUE, J. — *J. Phys. Rad.*, **3**, 71, 1942.
- 52) PAUL, H., et WARHANEK, H. — *Helv. Phys. Acta*, **30**, 272, 1957.
- 53) ROSENBLUM, S., GUILLOT, M., et PEREY, M. — *C. R. Acad. Sci. Paris*, **202**, 1274, 1936.
- 54) SURUGUE, J. — *An. Phys.*, **8**, 484, 1937.
- 55) NILSSON, S. G. — *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **29** (n.º 16), 1955.
- 56) MOTTELSON, B., et NILSSON, S. G. — *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (n.º 8), 1959.
- 57) SARGENT, B. W., *Can. J. Research*, **17** A, 82, 1939.
- 58) MARTY, N. — *J. Phys. Rad.*, **5**, 276, 1944.
- 59) WAPSTRA, A. H., NIJEN G. J., et LIESHOUT, R. van. — *Nuclear Spectroscopy Tables*, 1959.
- 60) GORODETZKY, S., GALLMANN, A., KNIPPER, A. C., et ARMBRUSTER, R. — *C. R. Acad. Sci. Paris*, **237**, 245, 1953.
- 61) PERLMAN, I., et RASMUSSEN, J. — *Handbuch der Physik*, **42**, Springer Verlag, Berlin, 1957.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

**«Comparaison entre les derniers résultats expérimentaux et théoriques
dans le domaine de la conversion interne».**

Vu et approuvé :

Paris, le 8 juin 1961

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean SARRAILH

